



Christian Brendel

THz-Mikroskopie mit supraleitenden Josephson-Cantilevern und optisch gepumptem Ferninfrarot- Gaslasersystem

Dissertation
Braunschweig 2011

THz-Mikroskopie mit supraleitenden Josephson-Cantilevern und optisch gepumptem Ferninfrarot-Gaslasersystem

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von:	Dipl.-Ing. Christian Brendel
aus (Geburtsort):	Braunschweig
eingereicht am:	08.06.2011
mündliche Prüfung am:	14.09.2011
Referent:	Prof. Dr. rer. nat. Meinhard Schilling
Referent:	Prof. Dr.-Ing. Jörg Schöbel
Vorsitzender:	Prof. Dr. rer. nat. habil. Andreas Waag

2011

Kurzfassung

In dieser Arbeit wurde die Einkopplung von Fern-Infrarot-Strahlung (FIR-Strahlung) in supraleitende Josephson-Kontakte untersucht. Diese sind nicht nur extrem empfindliche Detektoren für elektromagnetische Strahlung, sondern auch extrem empfindliche Detektoren für quasistatische Magnetfelder. Verschiedene Antennen wurden simuliert und gebaut, um die Strahlungsleistung optimal in die Josephson-Kontakte einzukoppeln.

Es wurden Korngrenzenkontakte aus dem Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ verwendet, die für diese Arbeit hergestellt wurden. Sie sind nur einige μm breit und wurden bis auf eine Temperatur von 35 K gekühlt. Jeweils zwei solcher Kontakte befinden sich auf einem Cantilever, der daher Josephson-Cantilever genannt wird. Durch eine Verfahrenstechnik im THz-Mikroskop ist der Josephson-Cantilever in dem Messvolumen in einer magnetischen Abschirmung verfahrbar. Das THz-Mikroskop selbst entstand in zwei vorhergehenden Dissertationen und wurde für die Messungen umgebaut, verbessert und für FIR-Messungen erweitert.

Als Strahlungsquelle wurde ein optisch gepumptes FIR-Gaslasersystem aufgebaut, das von einem CO_2 -Laser gepumpt wurde. Für die beiden Laser wurden Regelkreise aufgebaut, um die Ausgangsleistung von einigen mW im Frequenzbereich von 462 GHz bis 7104 GHz zu stabilisieren.

Ein quasioptisches Linsensystem mit Kunststofflinsen wurde entwickelt, gebaut und untersucht, um die Strahlleistung vom FIR-Lasersystem in das Messvolumen im THz-Mikroskop zu übertragen. So konnten die gaußförmigen Strahleigenschaften der Laserstrahlung bei der Übertragung erhalten werden. Auch die Strahlungsübertragung mit einem überdimensionierten, metallischen, runden Wellenleiter wurde untersucht.

Im Messvolumen konnten die Strahlung selbst und angestrahlte Proben im FIR-Bereich untersucht werden. Durch die schichtweise Aufnahme der Detektormessdaten im Messvolumen konnte ein dreidimensionaler Überblick über die Leistungsverteilung der Strahlung — im Nah- und im Fernfeld — gewonnen werden. Durch eine Kalibrierung ist es möglich zu bestimmen, wie viel Leistung eine Antenne in den Freiraum abstrahlt. Auch magnetische Proben wurden untersucht. Verschiedene Ursachen der Auflösungsbegrenzung des THz-Mikroskops werden diskutiert.

Abstract

This thesis deals with the analysis of far-infrared radiation (FIR radiation) coupled into superconducting Josephson junctions, the latter ones being extremely sensitive detectors of electro-magnetic radiation as well as of quasi-static magnetic fields. Different antennas were simulated and built to couple radiation into the Josephson junctions in an optimal way.

Grain boundary junctions of the high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ developed for this thesis were used. They have a width of only a few μm and were cooled down to a temperature of 35 K. There are two such junctions on a cantilever, which is therefore called Josephson cantilever. A micro-positioning system of the THz microscope can move the Josephson cantilever in the measurement volume inside a magnetic shield. The THz microscope had been developed in line with two earlier theses; it was modified and improved for the measurements and can also be used for FIR measurements.

An optically pumped FIR gas laser system was set up as radiation source, pumped by a CO_2 -laser. Control loops were set up for both lasers to stabilise the output power of only a few mW in a frequency range between 462 GHz and 7104 GHz.

A quasi-optical system with plastic lenses was developed, set up and analysed to transmit the radiation power from the FIR laser system to the measurement volume of the THz microscope. Thus, the Gaussian beam characteristics of the laser radiation were not lost in the transmission. Radiation transmission using an oversized round metal waveguide was also analysed.

In the measurement volume, radiation and illuminated samples in the FIR range were analysed. The detector measurement data was recorded in layers in the measurement volume, resulting in a three-dimensional overview of the radiation power distribution in the near and far field. Calibration allows the determination of the power an antenna emits to the free space. Magnetic samples were also analysed. Different reasons why the THz microscope resolution is limited will be discussed.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem	7
2.1. Der CO ₂ -Laser als Pumpquelle	7
2.1.1. Aufbau des CO ₂ -Lasersystems	8
2.1.2. Umbau des CO ₂ -Lasers zur Leistungssteigerung	11
2.1.3. Der neue Pumpstand des CO ₂ -Lasers	12
2.2. Der FIR-Laser	12
2.2.1. Prinzip des optischen Pumpens im FIR-Laser	13
2.2.2. Aufbau des verwendeten FIR-Lasers	14
2.2.3. Änderungen am FIR-Laser	15
2.3. Das FIR-System auf dem optischen Tisch	16
2.3.1. FIR-System mit überdimensionierten Wellenleitersystem	16
2.3.2. FIR-System mit quasioptischem System	19
2.4. Optimierung der FIR-Ausgangsleistung einer Laserlinie	21
2.4.1. Frequenzbestimmung durch das Laser-Resonator-Interferogramm	22
2.4.2. Variation des FIR-Lasergasdrucks	24
2.4.3. Variation des Pumpfrequenzoffsets	26
3. Leistungsstabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems	29
3.1. Temperaturbedingte Frequenzverschiebung des CO ₂ -Lasers	29
3.2. Prinzip der Frequenzstabilisierung des CO ₂ -Lasers	31
3.3. Regelkreis zur Frequenzstabilisierung des CO ₂ -Lasers	32
3.4. Regelkreis zur Leistungsstabilisierung des FIR-Lasers	38
3.5. Auswirkungen von Störungen auf die Stabilität	40
4. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers und des FIR-Lasers	45
4.1. Ausbreitung eines Gauß-Strahls im freien Raum	45
4.1.1. Physikalische Parameter von Gauß-Strahlen	46
4.1.2. Intensität und Leistung	49
4.1.3. Randbelegung	51
4.1.4. q-Parameter	52
4.1.5. Höhere Moden	53
4.2. Gauß-Strahlen des CO ₂ -Lasers	54
4.3. Gauß-Strahlen des FIR-Lasers	56
4.3.1. Beugung an der kreisrunden Apertur	57

4.3.2.	Messung der Gauß-Strahlen des FIR-Lasers mit dem Modenbild-scanner	61
4.3.3.	Ursachen für zu kleine Intensität der Beugungsringe	64
5.	Strahlungsübertragung vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop	67
5.1.	Dielektrische Linsen für den THz-Bereich	67
5.2.	Linsensysteme	69
5.2.1.	Transformation durch die erste Linse	69
5.2.2.	Transformation durch die zweite Linse	73
5.3.	Quasioptischer Koppler	76
5.4.	Realisierung der Strahlungsübertragung	78
6.	Strahlungsdetektoren im FIR-Lasersystem	81
6.1.	Die beiden Zeitkonstanten des pyroelektrischen Detektors	81
6.2.	Die verwendeten pyroelektischen Detektoren	84
6.3.	Leistungsmessung mit pyroelektrischen Detektoren	85
6.4.	Leistungsmessung mit Bolometern mit Thermosäule	87
7.	Das THz-Mikroskop	89
7.1.	Mechanischer Aufbau des THz-Mikroskops	89
7.1.1.	Der Josephson-Cantilever-Halter	90
7.1.2.	Die neue magnetische Abschirmung	93
7.1.3.	Der Einschub am vorderen Flansch	93
7.2.	Messsystem des THz-Mikroskops	96
7.2.1.	Messelektronik	97
7.2.2.	Weitere Karten des Messsystems	100
7.2.3.	4-Achs-Schrittmotorcontroller	101
7.2.4.	Motorsteuerprogramm für den Schrittmotorcontroller	104
7.2.5.	Endstufe des Schrittmotorcontrollers	104
7.3.	Charakterisierung des Kühlsystems	105
8.	Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung	111
8.1.	Vereinfachtes Antennenmodell und Fehlanpassung	111
8.2.	Die Antenne als Intensitätsdetektor	114
8.3.	Intensitätskonstante des Josephson-Cantilevers	115
8.4.	THz-Antennen auf dicken dielektrischen Trägersubstraten	116
8.5.	Antennendesign der Josephson-Cantilever	118
8.6.	Bestimmung der Empfangsleistung aus den Messdaten	123
8.6.1.	Bestimmung der Leistung aus dem differentiellen Widerstand . . .	124
8.6.2.	Bestimmung der Leistung durch einen Kennlinienfit	127
8.6.3.	Bestimmung der Leistung durch das Arbeitspunktverfahren . . .	129
8.7.	Ansprechschwelle und Begrenzung des räumlichen Auflösungsvermögens . . .	130
8.7.1.	Untersuchung der FIR-Leistungsschwankungen	131
8.7.2.	Bestimmung der Ansprechschwelle des Josephson-Cantilevers . . .	133

9. Messungen und Diskussionen	139
9.1. Messungen an überdimensionierten Wellenleitern	139
9.2. FIR-Strahlungsmessungen im THz-Mikroskop	142
9.2.1. Strahlungsmessung mit einem Parabolspiegel bei 762 GHz	142
9.2.2. Leistungsverteilung über dem Parabolspiegel	147
9.2.3. Strahlungsmessung mit einer HDPE-Linse bei 762 GHz	147
9.2.4. Bildserie der Leistungsverteilung über der Linse	155
9.3. Untersuchungen von angestrahlten Strukturen bei 762 GHz	158
9.3.1. Messungen an einer Kreuz-Schlitz-Antenne	158
9.3.2. Messungen an einer Probe zur Auflösungsbestimmung	165
9.3.3. Einfluss der Störungen durch das Kühlsystem	166
9.4. Messung einer Doppelmode bei 1,2 THz und 1,8 THz	170
9.5. FIR-Strahlung und Magnetfeld bei 1,2 THz	171
9.6. Zeitliche Veränderung der Parameter der Josephson-Kontakte der Josephson-Cantilever	174
10. Zusammenfassung und Ausblick	183
A. Anhang	185
B. Abkürzungsverzeichnis	187
C. Veröffentlichungen	189
D. Danksagung	193

1. Einführung

Der Idee des THz-Rastermikroskops liegen zwei interessante physikalische Effekte [1] zu Grunde. Es sind die Josephson-Effekte, die nur an Supraleitern beobachtet werden können. Sie gehören zu den im Makroskopischen beobachtbaren Quanteneffekten mit erstaunlichen Eigenschaften. Bei dem Gleichstrom-Josephson-Effekt wird die Quantisierung des magnetischen Flusses makroskopisch beobachtbar. Technisch ausgenutzt wird das bei SQUID-Magnetfeldsensoren, die in ihrer Empfindlichkeit, ihrem Eigenrauschen und ihrem Dynamikbereich allen anderen Sensoren überlegen sind. Sie bestehen aus zwei Josephson-Kontakten. Damit sind Bruchteile eines magnetischen Flussquants auflösbar! Aber auch ein einzelner Josephson-Kontakt ist ein sehr empfindlicher Magnetfeldsensor.

Bei dem Wechselstrom-Josephson-Effekt wird die Quantisierung elektromagnetischer Feldenergien in Form von Photonen makroskopisch beobachtbar. Wird an einen Josephson-Kontakt eine Gleichspannung angelegt, so fließt durch diesen ein hochfrequenter Wechselstrom. Die Frequenz ist proportional zur Spannung und erstaunlicherweise nur noch proportional zu Naturkonstanten! Es handelt sich also um einen spannungsgesteuerten Oszillator, der bis hinein in den THz-Bereich arbeitet ($1 \text{ THz} = 1000 \text{ GHz} = 1 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$). Umgekehrt lässt sich dieser Effekt auch bei Einstrahlung von elektromagnetischen Wellen nutzen. Wird zum Beispiel durch eine Antenne in einem elektromagnetischen Hochfrequenzfeld ein Wechselstrom durch den Josephson-Kontakt getrieben, so entsteht in der Strom-Spannungs-Kennlinie des Josephson-Kontakts ein Plateau konstanter Spannung, das nach seinem Entdecker auch Shapiro-Stufe genannt wird. Die Stufenhöhe ist extrem präzise und nur von der Unsicherheit der Frequenz abhängig. Deshalb wird dieses Prinzip für das Primärnormal der elektrischen Spannung weltweit in metrologischen Staatsinstituten verwendet.

Wird ein Josephson-Kontakt zur Hochfrequenzdetektion eingesetzt, kann unter besonderen Bedingungen die Energienachweisgrenze so tief liegen, wie es die Heisenbergsche Unschärferelation zulässt! Bei den eingesetzten Hochtemperatursupraleitern erstreckt sich der Frequenzbereich von einigen GHz bis theoretisch etwa 7 THz. Bis 5 THz wurde das experimentell bestätigt, wie [2] zeigte. Der außergewöhnlich große Frequenzbereich verleiht dem THz-Mikroskop seinen Namen. Da die Stufenhöhe direkt proportional zur

1. Einführung

Frequenz ist, lässt sich die Frequenz einer unbekannten Strahlung ausmessen. Mit der Hilbert-Transformations-Spektroskopie ist es möglich, auch ein komplettes Spektrum der Frequenzen aus den Vergleich der bestrahlten und der unbestrahlten Strom-Spannungskennlinie zu berechnen [3], [4]. Nahe der Sprungtemperatur, also am Übergang zur Supraleitung, besteht eine starke Temperaturempfindlichkeit, die zum Beispiel bei einem Übergangsbolometer (transition edge bolometer) genutzt wird. Eine Übersicht über Josephson-Kontakte und Supraleiterelektronik zeigt [5].

Auch im THz-Mikroskop wird die Temperaturempfindlichkeit genutzt. Dazu werden Korngrenzenkontakte aus dem Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ verwendet, die für diese Arbeit hergestellt wurden. Im THz-Mikroskop befindet sich ein solcher Josephson-Kontakt, der nur einige μm groß ist, auf einem Cantilever, der daher Josephson-Cantilever genannt wird. Dieser ist über eine Verfahrmechanik in einem Messvolumen durch Motoren verfahrbar. Wie bei einem Raster-Kraft-Mikroskop [6] ist es dadurch mit der Spitze des Josephson-Cantilevers möglich, eine Messoberfläche zu vermessen. Damit vereint das THz-Mikroskop die Abbildungseigenschaften der Topografie, der Magnetfeldverteilung, der Leistungsdichteverteilung eines Strahlungsfeldes, des Spektrums der Frequenzen eines Strahlungsfeldes und die Temperaturverteilung, wie Abbildung 1.1 visualisiert. Wobei, außer bei der Topografie, die Verteilungen im gesamten Raum über einem Messobjekt zugänglich sind. Für das THz-Mikroskop gibt es also viele Anwendungsfelder. Das Messsystem erfordert eine Elektronik, eine magnetische Abschirmung, ein Kühl- und ein Hochvakuumssystem.

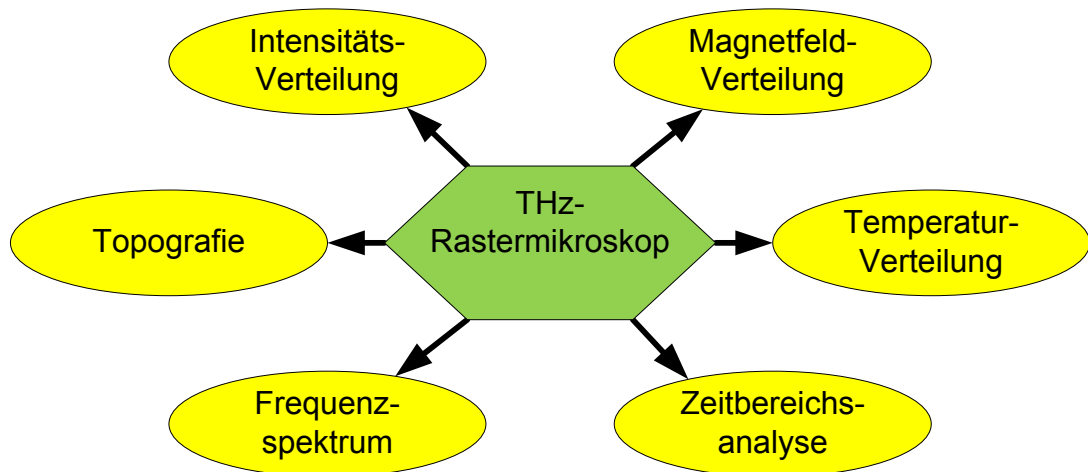


Abbildung 1.1.: Funktionsspektrum des THz-Rastermikroskops.

Mit den Josephson-Kontakten lassen sich extrem schnelle Schaltungen aufbauen, wie

zum Beispiel ein Frequenzteiler bis 770 GHz aus Toggle-Flipflops zeigt [7]. Grundsätzlich sind also auch Schaltungen für die Zeitbereichsanalyse denkbar, die auf dem Josephson-Cantilever implementiert werden. Zur Zeit wurden solche Überlegungen noch nicht umgesetzt. Im Bereich der Analyse von Mikrowellenschaltungen ist die Netzwerkanalyse eines der wichtigsten Verfahren. Für sehr hohe Frequenzen werden Mikrowellenprober eingesetzt, um den Kontakt zur Mikrowellenschaltung herzustellen. Zur Zeit liegt die Obergrenze der Messfrequenz bei 500 GHz und ist durch diverse Probleme an der Kontaktstelle begrenzt, wie persönliche Gespräche mit Mitarbeitern der Firma Rohde & Schwarz bestätigten. Zudem ist in dem Frequenzbereich oberhalb von 500 GHz die Leitungsdämpfung groß. Durch dieses Leitungsproblem werden die Messsignale stark gedämpft. Außerdem sind mit dem Mikrowellenprober nur die Kontaktpads messtechnisch zugänglich. Für die Signale an anderen Stellen der Schaltung müssen sich die Entwickler von Mikrowellenschaltungen auf die Ergebnisse von numerischen Simulationen verlassen. In den nächsten Jahren wird die Anzahl der Schaltungen, die in diesem sehr hohen Frequenzbereich arbeiten, zunehmen.

Mit dem THz-Mikroskop kann auch außerhalb der Kontaktpads gemessen werden. Der Josephson-Cantilever kann sehr präzise an die Kontaktstellen einer Mikrowellenschaltung angenähert werden. Im Nahfeld kann, ohne Kontakt, das Messsignal in den Josephson-Kontakt eingekoppelt werden. Da sich der Detektor am Ort der Messung befindet, entfällt auch das Leitungsproblem. Beliebige Orte der Schaltung können zudem auch spektral untersucht werden. Durch die Möglichkeit der Temperaturmessung mit Josephson-Kontakten können auch Bauteile lokalisiert werden, die sich durch ihre Verlustwärme aufgewärmt haben.

Am Institut für Elektrische Messtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik wurde das THz-Mikroskop von Andre Kaestner [8] entwickelt und eine erste Version aufgebaut. Zusammen mit Felix Stewing, der die Arbeiten fortgeführt hat, sind die ersten Josephson-Cantilever entstanden. In der Arbeit von Felix Stewing [9] wurde der komplette Innenaufbau des THz-Mikroskops erneuert und die Messungen fortgesetzt. In den beiden Arbeiten wurden die Grundlagen ausführlich erläutert und ein Überblick über vergleichbare Verfahren gegeben und diskutiert. Diese Arbeit ist die Fortführung der Arbeiten am THz-Mikroskop und verzichtet auf eine Wiederholung der Rastermikroskopieverfahren und auf die Grundlagen der Josephson-Kontakte als Sensoren.

Diese Arbeit hat zum Ziel, die Abbildungseigenschaft des THz-Mikroskops im ferninfraroten Frequenzbereich (auch THz-Frequenzbereich genannt) zu untersuchen und die räumliche Intensitätsverteilung von Proben abzubilden. Da keine integrierten Schaltungen, die im THz-Bereich arbeiten, für die Versuche zur Verfügung standen, wurde ein

1. Einführung

optisch gepumptes Fern-Infrarot-Gaslasersystem (FIR-Lasersystem) aufgebaut. Um im THz-Mikroskop Schaltungen zu untersuchen, diente also das FIR-Lasersystem lediglich als Quelle und als Ersatz für eine integrierte THz-Schaltung. Viele Untersuchungen dieser Arbeit wurden bei einer stabilen und leistungsstarken Laserlinie bei 762 GHz durchgeführt. Zu lösen war das Problem der Strahlübertragung vom FIR-Lasersystem in die Vakuumkammer des Mikroskops. Im Grundlagenteil dieser Arbeit werden das FIR-Lasersystem und die Gauß-Strahloptik vorgestellt.

Noch während der gemeinsamen Zusammenarbeit mit Felix Stewing wurde die Übertragung mit einem überdimensionalen Wellenleitersystem aus Messingrohr (oversized brass waveguide) erfolgreich realisiert. Jedoch stellte sich diese Übertragung aufgrund diverser Ursachen, die in dieser Arbeit diskutiert werden, als ungeeignet heraus. Deshalb wurde eine quasioptische Übertragung aufgebaut, bei der der Gauß-Strahl des FIR-Lasers mit speziell konstruierten Kunststofflinsen im Freistrahl in die Vakuumkammer des Mikroskops übertragen wurden. Ziel war es dabei, die Eigenschaften des Gauß-Strahls zu erhalten, um die Strahlungsverhältnisse im THz-Mikroskop vorhersagbar zu machen. Diese Arbeit zeigt die Vorgehensweise.

In dieser Arbeit wurden neue Josephson-Cantilever hergestellt, die für die FIR-Messungen geeignet sind. Dazu wurden komplett neue Layouts für die Detektorschaltungen auf den Josephson-Cantilevern umgesetzt, die mit Hilfe von numerischen Simulationen optimiert wurden. Zur Herstellung wurde der Prozess der gepulsten Laserdeposition und der Lithographieprozess am Institut wieder in Betrieb genommen.

Nach der Vorgängerarbeit waren massive Änderungen am THz-Mikroskop notwendig, um die quasioptische Laserstrahlübertragung zu ermöglichen und die Zuverlässigkeit des Systems zu erhöhen. Geändert wurden: Die komplette magnetische Abschirmung, das komplette innere Kühlsystem, große Teile der verfahrenbaren Halterung des Josephson-Cantilevers und nahezu der komplette Innenaufbau des THz-Mikroskops. Sämtliche Elektronik am THz-Mikroskop wurde neu entwickelt, darunter auch die Motorsteuerung, mit der sich der Josephson-Cantilever verfahren lässt. Auch die Elektronik am Pumpstand des THz-Mikroskops wurde erneuert. Sämtliche Steuerungs- und Messdatenauswertesoftware wurde erneuert. Ein Großteil der Messungen in der Arbeit von Felix Stewing wurde mit der in dieser Arbeit entwickelten neuen Messelektronik aufgenommen.

Im Rahmen von insgesamt 10 Studien-, Bachelor- und Diplomarbeiten am THz-Mikroskop und durch die Hilfe von insgesamt 6 wissenschaftlichen Hilfskräften wurde ein Teil der Neuentwicklungen umgesetzt und es entstand eine ausführliche Dokumentation mit einigen Bedienungsanleitungen der Teilsysteme.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit dem Thema des optisch gepumpten FIR-Lasersystems und den Anstrengungen, die zur Leistungsstabilisierung unternommen wurden. Erklärt wird dann, wie der FIR-Laser die Leistung in den Raum abstrahlt und wie die Leistung in das THz-Mikroskop eingekoppelt wird. Die Umbauten und das Messsystem werden vorgestellt, bevor zusammen mit den Messdaten das Ansprechverhalten und einige Beschränkungen des Josephson-Cantilevers diskutiert werden. Die Arbeit endet mit der Diskussion der Messdaten und Interpretation einiger beobachteter Effekte.

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

Ferninfrarot Molekülgaslaser, die optisch durch einen CO_2 -Gaslaser angeregt werden, emittieren im Frequenzbereich von 300 GHz bis 10 THz. Das entspricht einem Wellenlängenbereich von 1 mm bis 30 μm . Seit der Erfindung diesen Systems im Jahre 1970 durch Chang und Bridges [10] wurde dieser Laser auch als Nah-Millimeterwellen-Laser bezeichnet. Viele Jahre war der THz-Frequenzbereich durch fehlende frequenzdurchstimmbare und leistungsstarke Quellen und geeignete Detektoren wenig erschlossen, geriet aber durch die fortschreitende Technologie mit neuen Entwicklungen ab etwa 1990 wieder in den Fokus [11]. Seit dieser Zeit wird das System oft als THz-Laser bezeichnet. Neben Rückwärtswellenoszillatoren, Beschleunigungsringen und Quantenkaskadenlasern, die in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung durchgemacht haben, zählen die FIR-Laser mit emittierten Leistungen von bis zu einigen 10 mW zu den stärksten Strahlungsquellen [12]. Im Gegensatz zu den anderen Quellen unterscheiden sie sich allerdings dadurch, dass sie nur bei einigen diskreten Wellenlängen Strahlung emittieren. Zu FIR-Systemen gibt es viel Literatur. Ein Übersichtsartikel von Mary S. Tobin zu diesem Thema [13] verfügt über eine sehr große Sammlung von Literaturverweisen, an diesen Stellen wird ausführlich über viele technische Details und den physikalischen Hintergrund berichtet.

Für die Untersuchung der Abbildungseigenschaften des THz-Mikroskops wird ein solches FIR-Lasersystem betrieben, um Signale im THz-Bereich zu erzeugen. In diesem Kapitel wird das FIR-System vorgestellt, bevor sich ein Kapitel anschließt, das beschreibt, welche Anstrengungen mit dem Ziel der FIR-Ausgangsleistungsstabilisierung unternommen wurden.

2.1. Der CO_2 -Laser als Pumpquelle

Von der Firma Edinburgh Instruments LTD wird ein Kohlendioxidlaser vom Typ PL3 mit der Piezoaktoreinheit vom Typ 201PZT und ein Doppelhochspannungsnetzteil vom Typ 183D eingesetzt. Dieses System wurde von der Universität Hamburg übernommen und für die Erfordernisse umgebaut.

2.1.1. Aufbau des CO₂-Lasersystems

Aufgebaut ist der ca. 100 kg schwere Laser aus zwei Granitblöcken, die durch vier 1,7 m lange Invar Stäbe mit einem Durchmesser von 25 mm verbunden sind. In den Granitblöcken befinden sich eine Einheit zur Laserlinienauswahl und eine Einheit mit dem Auskoppelspiegel auf einem Piezoaktor. Der Germanium-Auskoppelspiegel hat eine Krümmung von $R = 7,5$ m, eine Reflektivität von 75 % und ist auf der planen Rückseite antireflexbeschichtet. Bei dem zur Linienauswahl verwendeten Blazegitter ($90 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$) in Littrow-Anordnung handelt es sich um ein Reflektionsgitter, bei dem die Einfalls- mit der Beugungsrichtung zusammenfällt. Mit Hilfe einer differentiellen Mikrometerschraube lässt sich das Gitter verkippen. So verhält sich das Gitter wie ein frequenzselektiver Planspiegel auf der optischen Achse des Resonators und erlaubt Resonanz nur bei einer Wellenlänge. Zusammen mit der Resonatorlänge von 1,78 m lassen sich — für diesen halbsymmetrischen Resonatortyp — Strahldurchmesser und Divergenz des Strahls berechnen, wie später in Kapitel 4.2 gezeigt wird. Diese Information ist für die Auslegung der Infrarotoptik relevant. Durch ein Brewsterfenster aus Zinkselenid (ZnSe), das in dem Wellenlängenbereich nahezu transparent ist, wird die Strahlung aus dem Laser ausgekoppelt. Im Brewster-Winkel zwischen der Oberflächennormalen des Fensters und der Strahlachse gibt es für dazu parallel polarisierte Strahlung ideal keine Reflektion. Die Strahlung transmittiert das Fenster sehr verlustarm. Die Polarisation der Strahlung ist durch den Winkel α des Blazegitters bestimmt und so ist die Strahlung, die den Laser verlässt, parallel zur Oberfläche des optischen Tisches polarisiert.

Piezoaktoreinheit

Resonanz wird immer dann im Resonator erreicht, wenn genau ein Vielfaches der Wellenlänge zwischen die Spiegel passt. Eine Resonatorlängenkontrolle wird mit dem Piezoaktor erreicht, mit dem sich bei einer Spannungsänderung von ± 1500 V etwa 3 longitudinale Moden durchstimmen lassen. Der Anleitung des Lasers ist entnommen, dass sich der Auskoppelspiegel für kleine Amplituden unter 50 V bis 50 kHz modulieren lässt. Der verwendete Hochspannungstreiber kann allerdings bei dieser Frequenz die Piezokapazität nicht mehr mit dieser Amplitude umladen, wie Messungen gezeigt haben. Eine Spiegelmodulation im einstelligen kHz-Bereich wird zur Leistungsstabilisierung eingesetzt, wie noch in Kapitel 3 gezeigt wird. Die Anordnung der Elemente im Laser zeigt die Abbildung 2.1.

Eine Resonatorlängenänderung führt zu einer Änderung der Leistung und zu einer Frequenzänderung des Lasers. Die Invarstäbe haben einen sehr geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten und sind mit je einer 75 W Heizung und je einem Thermistor für eine Temperaturregelung vorbereitet, die aber nie realisiert wurde. Zusätzlich sind die vier

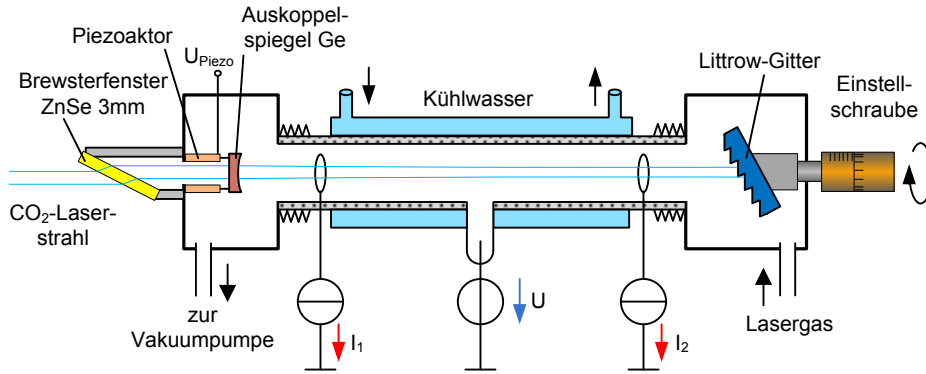


Abbildung 2.1.: Vereinfachter schematischer Aufbau des verwendeten CO₂-Lasers PL3, ohne Invarstäbe und ohne Plasmazündvorrichtung in der Draufsicht.

Stäbe akustisch und magnetisch abgeschirmt, um Längenänderungen zu minimieren. So soll in einer klimatisierten Umgebung eine Amplitudenstabilität von besser als 1 % erreicht werden. Weiterhin gibt der Hersteller eine Laserfrequenzstabilität von 100 kHz für eine Sekunde und 1 MHz für 10 Minuten an, die durch die zuvor beschriebene passive Frequenzstabilisierung erreicht wird [14].

Doppelhochspannungsnetzteil

Das Doppelhochspannungsnetzteil stellt an der Mittelelektrode der Laserröhre eine sehr stabile Hochspannung U bereit. Nach dem Zünden des Plasmas mit einer Zündvorrichtung fließt ein Strom I_1 und I_2 durch Ringelektroden. Durch die beiden Stromquellen sind die Ströme bis 25 mA einstellbar. Die elektrische Entladungslänge beträgt zweimal 0,54 m. Durch diesen symmetrischen Aufbau sollen elektrische Überschläge zu den geerdeten Metallflanschen an den Enden der Röhre verhindert werden. Beobachtet wurde, dass ein dauerhaftes Plasma auf der Gitterseite brennt, wenn vor dem Zünden die Stromquellen auf unter 8 mA eingestellt sind. Das ist kritisch, da die Röhre dort nicht wassergekühlt wird und es muss sofort abgeschaltet werden, um Schaden abzuwenden. Die Verlustleistung durch das brennende Plasma im normalen Betrieb liegt im Bereich unter 400 W und wird über Kühlwasser, welches die Laserröhre umströmt, abgeführt. Für das Netzteil gibt der Hersteller für realistische Umgebungsbedingungen eine Stromstabilität von $\pm 0,005\%$ bezogen auf den Maximalstrom an.

Laserprozess und Laserspektrum

Durch die Laserröhre strömt ein Gasgemisch mit einer Zusammensetzung nach Tabelle 2.1. Aus physikalischer Sicht sind die CO₂-Moleküle laseraktiv. Elektronenanregung

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

Tabelle 2.1.: Zusammensetzung des Gases, das durch die Laserröhre strömt.

Gas	Anteil
Kohlenstoffdioxid CO_2	15,4 %
Stickstoff N_2	14,2 %
Xenon Xe	4 %
Wasserstoff H	2 %
Helium He	64,4 %

und Ionisation finden in der Gasentladung statt, sind aber für den Anregungsprozess der CO_2 -Moleküle nicht relevant. Die N_2 -Moleküle werden im Resonator durch die Gasentladung angeregt. Sie lassen sich besonders leicht zum Schwingen anregen. Hierbei handelt es sich um eine kinetische Schwingung und keine Anregung der Elektronen der Atome, wie bei anderen Lasern. Sind die N_2 -Moleküle angeregt, können sie — aufgrund ihrer quantenmechanischen Natur — nur mit diskreten Amplituden schwingen. In diesem angeregten Zustand können die N_2 -Moleküle sehr lange in einer Größenordnung von 1 ms bleiben. Es besteht in dieser Zeit eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass sie mit CO_2 -Molekülen kollidieren und diese anregen, sie werden in einem von drei Freiheitsgraden zu schwingen beginnen. Es gibt noch mehr Möglichkeiten, wie die CO_2 -Moleküle schwingen können, doch diese sind für die Funktion des Lasers nicht von Bedeutung. Die N_2 -Schwingungsniveaus bilden die Pumpniveaus für das Vier-Niveau-System des CO_2 -Lasers. Für das Energieschema des Lasers und den physikalischen Ursprung sei an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen [15], [16] und [17]. Dort wird der Sachverhalt ausführlich erläutert.

Nach Erreichen der Besetzungsinversion kann die Laseremission auf sehr vielen Übergängen zwischen verschiedenen Rotationsniveaus der beteiligten Schwingungsniveaus des CO_2 -Moleküls im Bereich zwischen $9,2 \mu\text{m}$ und $10,8 \mu\text{m}$ erfolgen. Ohne Linenselektion mit dem Blazegitter würde der Laser auf der Linie mit der höchsten Verstärkung bei $10,6 \mu\text{m}$ anschwingen. Durch Verkippen des Blazewinkels wird ein monomodiger Laserbetrieb auf nur einer Linie erreicht. Die Frequenzverteilung der Linien ist in vier Bereiche unterteilt. Für den Bereich mit $9 \mu\text{m}$ und den Bereich mit $10 \mu\text{m}$ gibt es je einen P- und einen R-Zweig, die sich nach dem Energieschema ergeben. Es ergeben sich Lücken von 56 GHz im P-Zweig und 34 GHz im R-Zweig. Jede Linie ist mit dem Piezoaktor um einige 10 MHz verstimmbar. Die schnelle Entleerung des langlebigen untersten Niveaus in den Grundzustand ist für den Laserprozess notwendig und wird durch Wandstöße und Stöße mit den Heliumatomen erreicht. Die Lasergaskühlung ist für die Effizienz des Lasers entscheidend. Bei zu hoher Gastemperatur wird das untere Niveau thermisch besetzt und die Effizienz sinkt. Die Laserröhre ist im Entladungsbereich periodisch im Durchmesser verändert und nicht glatt. Durch die wellige Oberfläche und die entstehenden Gaswirbel

wird die Kühlwirkung verbessert. Zudem werden dadurch unerwünschte Wellenleitermoden gedämpft. Die Gasentladung im abgeschlossenen Laser ist ungünstig, da die sehr hohe Energie der Elektronen die CO₂-Moleküle zerstört, deshalb wird dem Gasgemisch Xenon hinzugefügt. Es hat die Aufgabe, die schnellen Elektronen abzubremesen. Mit viel niedrigeren Energien und zudem einem besseren Wirkungsgrad arbeiten z.B. Flachkanallaser, bei denen ein Hochfrequenzplasma in einem Wellenleiter die N₂-Moleküle anregt, wie [18] gezeigt hat.

2.1.2. Umbau des CO₂-Lasers zur Leistungssteigerung

Im Betrieb als abgeschlossener Laser (sealed off) wurden Spitzenleistungen von ca. 7 W gemessen. Vergleichbare Werte wurden auch den Messprotokollen aus der Vorgängerarbeitsgruppe aus Hamburg entnommen. Eine im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messung des Spektrums des Lasers wird in Abbildung 2.2 gezeigt.

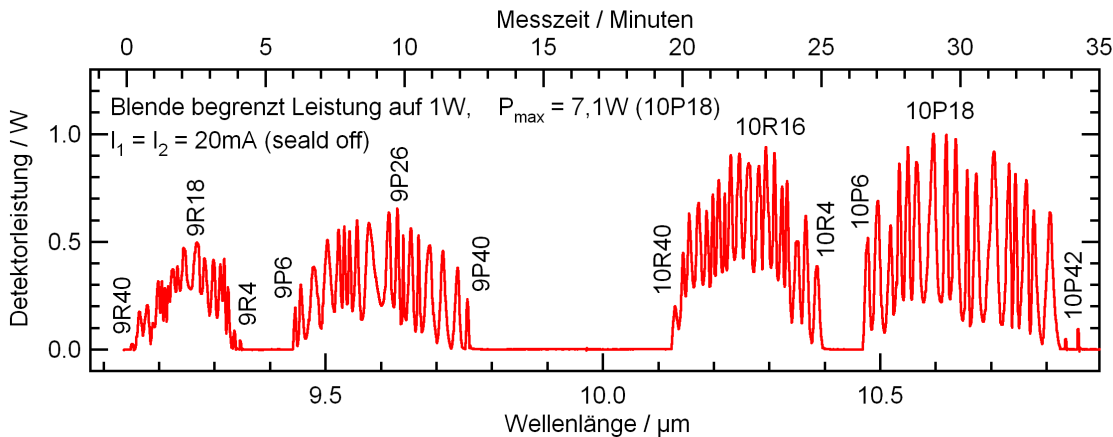


Abbildung 2.2.: Durch die manuelle Drehung der Einstellschraube des Blazegitters durch den Frequenzbereich des CO₂-Lasers wurde die Laserleistung zusammen mit T. Gerke während seiner Studienarbeit [19] mit einem Bolometer gemessen. Dabei wurde der Piezoaktor nicht verändert, was die Abweichungen der sonst typischen glatten Hüllkurve über die vier Bereiche erklärt.

Für den abgeschlossenen Betrieb gibt der Hersteller eine Leistung von 25 W und im Gasdurchstrombetrieb eine Leistung bis 30 W an. Durch den Umbau vom abgeschlossenen Laser zum longitudinal-langsam-geströmten Laser und durch Justage des Auskoppelspiegels konnte mit dem verwendeten Laser etwa eine Verdopplung der Laserausgangsleistung erreicht werden. So und durch zusätzliche Reinigung des Auskoppelspiegels wurde eine Verdopplung der Leistung auf 18 W erreicht.

Aufgrund des halbsymmetrischen Resonatortyps würde man nur eine gaußförmige Leistungsverteilung des ausgekoppelten Strahlprofils erwarten. Der Hersteller gibt an,

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

dass sich nur 90 % der Leistung in der gaußschen transversal-elektromagnetischen-Grundmode (TEM_{00} -Mode) befinden. Durch einen Wellenleitereffekt im Plasma mit radial unterschiedlichem Brechungsindex werden höhere Moden erzeugt. Beobachtet wurde mit dem fluoreszierenden Schirm unter UV-Beleuchtung¹, dass neben der Grundmode noch eine Laguerre-Gaußmode schwingt. Es ist nach einer radialen Nullstelle ein Ring um das zentrale Maximum auf dem Schirm zu sehen. Mit einem größeren Strahldurchmesser und größerem Divergenzwinkel können diese höheren Leistungsanteile die IR-Optik auf dem optischen Tisch nicht passieren, was im Übrigen auch unerwünscht wäre. So stellt dieser Anteil einen Leistungsverlust dar. Für das optische Pumpen ist nur der Grundmode erwünscht.

2.1.3. Der neue Pumpstand des CO₂-Lasers

Der Pumpstand und das Gassystem des CO₂-Lasers wurden neu aufgebaut und sind aufgeführt, da im Folgenden noch Bezug auf das Öffnen und Schließen einiger Ventile genommen wird. Das Gas aus der Lasergasflasche (1) in der Abbildung 2.3 wird über diverse Ventile durch die Laserröhre (10) geführt und von einer Drehschieberpumpe (18) abgepumpt. Die Ultrahochvakuum-Ventile (6, 7, 11) und die Ionen-Getter-Pumpe (8) sind aus der Zeit des abgeschlossenen Betriebs. Der 3 m Vakuumwellschlauch stellt mit dem Ventil (16) ein pneumatisches Tiefpassfilter dar und filtert Druckschwankungen der Pumpe. Ein elektrisches und ein analoges Manometer (12, 13) messen den Laserdruck, der mit dem Nadelventil (3) und dem Tellerventil (14) eingestellt wird.

Die Laserleistung steigt mit Gasgeschwindigkeit in der Laserröhre und hat ein Maximum. Unter Beobachtung der Leistung werden der Gasdurchfluss und der Lasergasdruck so eingestellt, dass gerade das Maximum erreicht wird, um unnötigen Extragasverbrauch zu verhindern. So hält eine 150 bar-Gasflasche mit einem Flaschenvolumen von 10 l etwa ein Jahr.

2.2. Der FIR-Laser

Bereits 15 Jahre nach der Erfindung des FIR-Lasers [10] im Jahr 1970 in dessen Boomzeit erschien ein sehr guter Übersichtsartikel [13], der die physikalischen Grundlagen und die Lasertechnik beschreibt. An dieser Stelle sei für Details darauf verwiesen. Der Schwerpunkt hier liegt auf der Anwendung des FIR-Lasersystems und es werden Messergebnisse präsentiert, die damit erreicht wurden. Dennoch ist ein Grundverständnis des physikalischen Hintergrunds für den Betrieb des Systems erforderlich, zumal viele Komponenten

¹Die lokale Erwärmung auf dem Schirm verhindert dort die Fluoreszenz und ermöglicht die Beobachtung der Leistungsverteilung des Strahls.

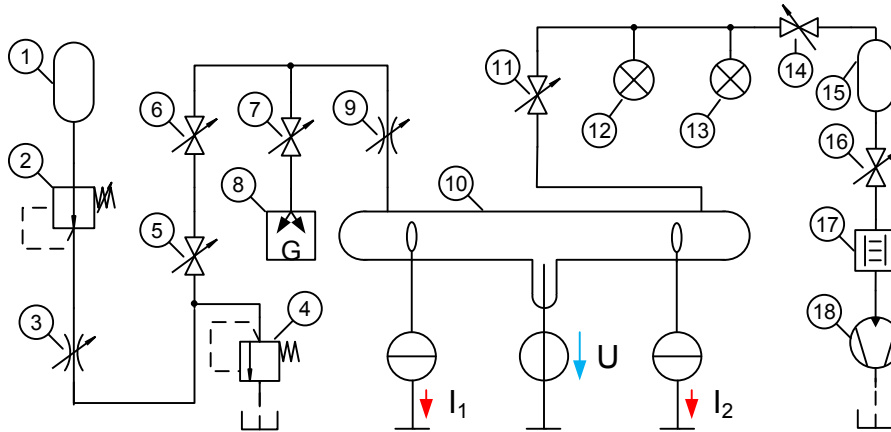


Abbildung 2.3.: Pumpstand und Gassystem des CO₂-Lasers. 1. Lasergasflasche, 2. Druckminderer 1,2 bar, 3. Nadelventil, 4. Überdruckventil 1,7 bar, 5. Tellerventil, 6. UHV-Ventil, 7. UHV-Ventil, 8. Ionen-Getter-Pumpe, 9. Nadelventil, 10. Laserröhre mit elektrischer Versorgung, 11. UHV-Ventil, 12. Manometer (Baratron 100 mTorr Typ127), 13. Manometer (Wallace & Tiernan 20 Torr, Model No. FA-160), 14. Tellerventil, 15. 3 m Vakuumwellenschlauch, 16. Kugelkopfventil, 17. Zeolithfalle, 18. Drehschiebervakuumpumpe (6 m³/h) mit Ölabscheider.

umgebaut und optimiert wurden. So sei hier zunächst kurz in einfachen Worten erklärt, wie das Grundprinzip dieser Gaslaser, das optische Pumpen, funktioniert.

2.2.1. Prinzip des optischen Pumpens im FIR-Laser

Es sind die quantenmechanischen Eigenschaften der Moleküle, die den Laserprozess der Molekülgaslaser begründen. Die Atome in einem Molekül können nur mit diskreten, quantisierten Energien gegeneinander schwingen und sich so nur in diskreten Vibrationsniveaus befinden. Auch für die Molekülrotation im Raum sind nur diskrete Energien möglich. So sind auch nur diskrete Rotationsniveaus möglich. Wechselt ein Molekül zwischen zwei Energieniveaus mit dem Energieunterschied ΔE , so ist dieser mit einem Photon der Frequenz $f = \Delta E/h$ verknüpft. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, das Teilchen- und Welleneigenschaften miteinander verknüpft. Die Wechselwirkung der Materie mit Strahlung wird in der Molekular-Spektroskopie untersucht [20]. Allen Energieniveauunterschieden entsprechen danach Photonen mit unterschiedlichen Energien und mit $c = \lambda \cdot f$ auch Wellenlängen. Sie bilden in ihrer Gesamtheit ein Molekülspektrum für das jeweilige Molekül. Die einzelnen Energieniveaus sind nicht voneinander unabhängig, so kommt es für ein Molekül oft zu einer großen Komplexität von mehreren hundert Linien im Spektrum.

Auch in den letzten Jahren werden immer noch neue FIR-Laserlinien entdeckt. Sehr anschaulich zeigt [24] die Vorgehensweise. Mit einem Fourier-Transformations-Infrarot-

spektrometer wird von dem zu untersuchenden Molekül das Absorptionsspektrum aufgenommen. Diesem Spektrum wird das Emissionsspektrum des CO₂-Lasers überlagert. Nur bei einer Übereinstimmung der Spektren ist das optische Pumpen möglich, denn nur dann kann ein CO₂-Laser-Photon absorbiert werden. Dabei werden die Moleküle vom Grundzustand auf ein energetisch höheres Niveau angehoben. Wird dadurch eine Besetzungsinversion der Niveaus erreicht, ist Laseraktivität möglich und Quantensprünge in ein tieferes Niveau unter Abgabe von FIR-Photonen sind möglich. Für den Laserprozess muss auch die Resonatorlänge genau passen. Ein grundsätzliches Problem, welches in [21] Vibrations-Bottleneck genannt wird, ist das Problem der schlechten Entvölkerung des tieferen Niveaus in den Grundzustand. Diese Vibrationsabregung ist im Gas selbst schlecht und Stöße mit der Wellenleiterrohrwand zur Abregung sind notwendig. Aus diesem Grund wird in [13] ein Wellenleiter im Resonator mit einem geringen Durchmesser gefordert.

Absorbiert das Gas CO₂-Laser-Photonen, erwärmt es sich und der Gasdruck ändert sich. Wird der CO₂-Laserstrahl gechoppert, lässt sich die Absorption unter Beobachtung der Druckmodulation mit einem Mikrofon und einem Lock-In-Verstärker optimieren.

2.2.2. Aufbau des verwendeten FIR-Lasers

Im Unterschied zum offenen Resonator des CO₂-Lasers besteht der FIR-Laser aus einem 1,8 m langen runden Quarzglaswellenleiter mit 25 mm Innendurchmesser mit planaren Endspiegeln. Besonders für langwellige FIR-Strahlung würden bei einem offenen FIR-Resonator an den Endspiegeln große Beugungsverluste entstehen, die die Resonatorgüte und die Ausgangsleistung herabsetzen. Wie [22] und [23] gezeigt haben, sind die Übertragungsverluste in dielektrischen oder metallischen überdimensionierten Wellenleitern (oversized waveguides) geringer und sind der offenen Struktur im FIR-Bereich, auch auf Grund des Vibrations-Bottleneck-Problems, zu bevorzugen.

Die infrarote Strahlung des CO₂-Lasers tritt über ein ZnSe-Fenster und durch eine Bohrung mit 2 mm Durchmesser im Einkoppelspiegel in den Resonator ein, wie Abbildung 2.4 zeigt. Der Auskoppelspiegel ist ein goldbedampftes, 400 μm dickes z-cut Quarzglasfenster, welches im FIR-, nicht aber im IR-Bereich, transparent ist und ein kreisrundes Loch in der Goldschicht in der Spiegelmitte hat. Durch das Loch mit 4 mm Durchmesser koppelt die FIR-Strahlung in den Freiraum aus. Die Abstrahlung dieser Aperturantenne wird im Kapitel 4.3 genauer betrachtet. Im Resonator schwingt eine EH₁₁-Mode an, bei der die Feldstärke vom zentralen Maximalwert bis in den dielektrischen Rand hinein, auf Null abfällt. Die Ausbreitung dieser Mode in hohlen, runden, überdimensionierten Wellenleitern sowie die Abstrahlung vom Rohrende in den Freiraum und die Feldstärkeverteilung zeigt [25]. Höhere Moden können im Resonator an-

schwingen, können aber unterdrückt werden. Sie sind unerwünscht und beeinflussen das Abstrahlverhalten des FIR-Lasers.

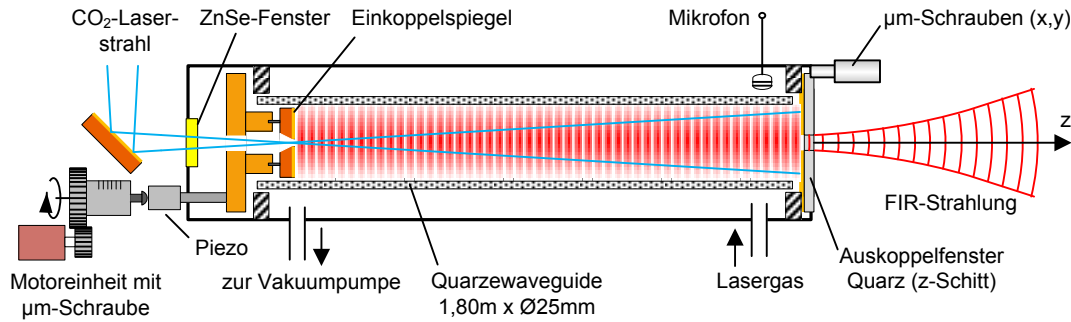


Abbildung 2.4.: Vereinfachter schematischer Aufbau der verwendeten FIR-Lasers.

Ein IR-Teleskop, bestehend aus zwei ZnSe-Linsen, erzeugt eine Strahltaile des CO₂-Laserstrahls am Ort der Bohrung im Einkoppelspiegel, um hohe Transmission durch die so entstehende Blende zu erzielen. Im Kapitel 4.2 wird der simulierte Strahlverlauf gezeigt. Am Auskoppelspiegel hat sich der Strahl etwa bis auf den Wellenleiterdurchmesser aufgeweitet und wird dort reflektiert. Ein unerwünschter Effekt sind die Reflektionen des Einkoppelfensters, des Auskoppelspiegels und die Rückstreuung des Gases, die in den CO₂-Laser zurückkoppeln und diesen stören, wie im Folgenden noch diskutiert wird. Deshalb wird das System leicht dejustiert, um direkte Rückreflexe zu vermeiden.

Mit dem fluoreszierenden Schirm mit UV-Beleuchtung und mit Brennproben kann der unsichtbare Strahlverlauf für die Justage visualisiert werden. Als Brennproben wurden, je nach lokaler Strahlintensität, thermosensitives Faxpapier und gewöhnliches, nasses und trockenes Schreibpapier verwendet. Einige Beispiele sind in der Abbildung 2.5 dargestellt. Trotz der Einfachheit lässt sich damit ein guter Überblick über den Strahlverlauf gewinnen.

2.2.3. Änderungen am FIR-Laser

Der von der Arbeitsgruppe aus Hamburg übernommene FIR-Laser wurde verändert. Neu hergestellt wurden der Auskoppelspiegel, das Einkoppelfenster sowie die Einkoppelspiegeljustageeinheit. Überarbeitet wurde der Pumpstand der FIR-Lasers sowie die IR-Optik auf dem optischen Tisch. Sämtliche Aluspiegel der IR-Optik wurden durch Goldspiegel ersetzt, die eine höhere Reflektivität aufweisen. Ein neues Periskop, bestehend aus zwei Goldspiegeln, vereinfacht die Justage der Pumpstrahlung. Es wurde ein Mikrophon eingebaut, um die Pumpfrequenz CO₂-Lasers zu optimieren. Das nächste Kapitel zeigt die vorgenommenen Erweiterungen für die Laserleistungsstabilisierung.

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

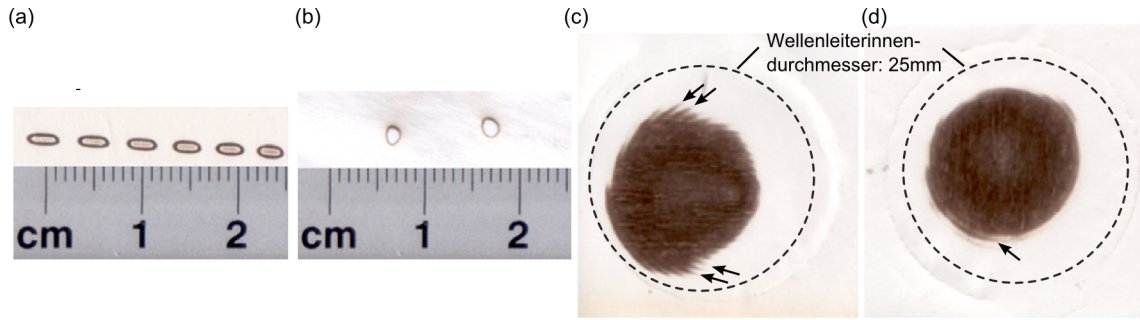


Abbildung 2.5.: Brennpunkten zur Beobachtung des CO₂-Laserstrahldurchmessers. Am Einkoppelfenster des FIR-Lasers mit (a) bewegtem Faxpapier und (b) nassem Paper. Am Auskoppelfenster auf Faxpapier (c) und (d); die Halbringe entstehen durch Beugung.

2.3. Das FIR-System auf dem optischen Tisch

Das FIR-System wurde auf einem 3,1 m · 1,5 m großen optischen Tisch im Institut aufgebaut. Es bestand aus dem zuvor vorgestellten CO₂-Laser, dem FIR-Laser und optischen Komponenten, die auf einem optischen Tisch angeordnet sind.

Das FIR-Signal wurde mit einem überdimensionierten Wellenleitersystem (oversized waveguide system) in das THz-Mikroskop übertragen und dort untersucht. Die Messergebnisse mit dem THz-Mikroskop und dem überdimensionierten Wellenleiter werden im Abschnitt 9.1 diskutiert. Die Polarisation und die Leistungsverteilung der FIR-Strahlung am Ort der Messung im THz-Mikroskop wurden durch die Wellenleiterübertragung verändert und waren dadurch unbekannt und nicht gezielt beeinflussbar. Um unbekannte Messobjekte zu untersuchen, sind diese Verhältnisse nur bedingt brauchbar.

Mit der Übertragung der FIR-Strahlung durch ein quasioptisches System konnte die Polarisation und die Leistungsverteilung der FIR-Strahlung berechnet und die berechneten Werte im Experiment bestätigt werden, wie Kapitel 9 zeigt.

2.3.1. FIR-System mit überdimensionierten Wellenleitersystem

Die FIR-Strahlung verlässt das Auskoppelfenster des FIR-Lasers als Gauß-Strahl und dieser Strahl lässt sich mit überdimensionierten dielektrischen oder metallischen Wellenleitern mit geringen Verlusten über eine Strecke übertragen. Für die Experimente wurde ein kreisrunder metallischer Wellenleiter aus Messing mit einem Innendurchmesser von 6 mm und polierter Innenfläche verwendet und ein Wellenleitersystem neu aufgebaut.

An dieser Stelle wird zunächst nur der experimentelle Aufbau, vor den Änderungen am FIR-Laser, vorgestellt, der in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Auf dem optischen Tisch wurde der Laserstrahl vom CO₂-Laser über die beiden Spiegel S1 und S2 sowie dem

zuvor beschriebenen Teleskop, bestehend aus den Linsen L1 und L2, in den FIR-Laser eingekoppelt. Bei diesem Aufbau wurde der CO₂-Laser abgeschlossen betrieben und erreichte eine maximale Pumpleistung von ca. 7 W. Die Spiegel waren mit Aluminium beschichtete Glasspiegel mit einer gemessenen Reflektivität von ca. 80 % im infraroten Bereich. Problematisch neben der geringeren Pumpleistung durch die geringere Reflektivität der Spiegel war die Aufheizung des Glassubstrats, der damit verbundenen Wölbung der Spiegeloberfläche und der daraus resultierenden Verzerrung des Strahlprofils, was das Pumpen negativ beeinflusste. Zudem waren die Linsen in Spiegelhalter eingebaut, die keine seitliche Verschiebung der Linse zuließen. Die Justierung des vorjustierten Systems bestand nun darin, die Linsen zufällig so zu verkippen, dass das Einkoppelloch im richtigen Winkel getroffen wurde. Störend waren dabei die geringe Wiederholgenauigkeit und die Verkopplung der beiden Freiheitsgrade der Spiegelhalter, was die Justage erschwerte. Über elektrisch umschaltbare Klappspiegel konnte ein IR-Bolometer und ein Gitterspektrometer zur Leistungsoptimierung und Linienauswahl des Pumpstrahls in den Strahlengang geschaltet werden.

Es wurde ein THz-Schalter entwickelt, der in der Abbildung 2.6 dargestellt ist. Dieser ermöglicht, das über den Wellenleiter hereinkommende Signal auf Wellenleiter nach links, nach rechts oder geradeaus umzuschalten. Dazu ist der innere Messingblock gegenüber dem festen Gehäuse verschiebbar und in vier Höhen fixierbar. Der innere Block hat Bohrungen in den vier verschiedenen Höhen mit 6 mm Innendurchmesser, wie der Wellenleiter. Die 90°-Umlenkung wurde durch einen Spiegel im inneren Block erreicht. Dieser Spiegel war im 45°-Winkel zur Symmetrieachse eines Wellenleiters, am Schnittpunkt der beiden Symmetrieachsen der Wellenleiter, angeordnet. Wie Messungen mit einem Bolometer bestätigten, dämpfte diese simple Strahlumlenkung um einen Winkel von 90° das Signal mit ca. 0,2 dB vernachlässigbar gering.

Übertragen wurde das Signal über einen Wellenleiter mit zwei weiteren 90°-Umlenkungen zum vorderen Flansch des THz-Mikroskops. Durch eine 125 µm dünne Mylarfolie, die als Vakuumfenster fungierte, wurde das Signal in das THz-Mikroskop eingekoppelt. Im Innenraum wurde das Signal auch durch einen Wellenleiter und eine 90°-Umlenkung nach oben an den Ort der Messung übertragen. Während der Messung mit dem Josephson-Cantilever im Mikroskop bestand keine Möglichkeit, dort die Leistung nachzumessen, um die FIR-Leistung zu maximieren. Deshalb wurde eine sogenannte Messvergleichsstrecke auf dem optischen Tisch des Lasers aufgebaut. Sie bestand aus einem Wellenleitersystem, das mit dem Wellenleitersystem zum THz-Mikroskop vergleichbar war. So war es möglich, die Verhältnisse im Mikroskop auf dem optischen Tisch nachzubilden. Vergleichsmessungen mit einem FIR-Bolometer im offenen THz-Mikroskop ergaben, dass der Leistungsvergleich zulässig war. Vor und nach einer Messung mit dem THz-Mikroskop wurde die Leistung an der Messvergleichsstelle bestimmt. Während ei-

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

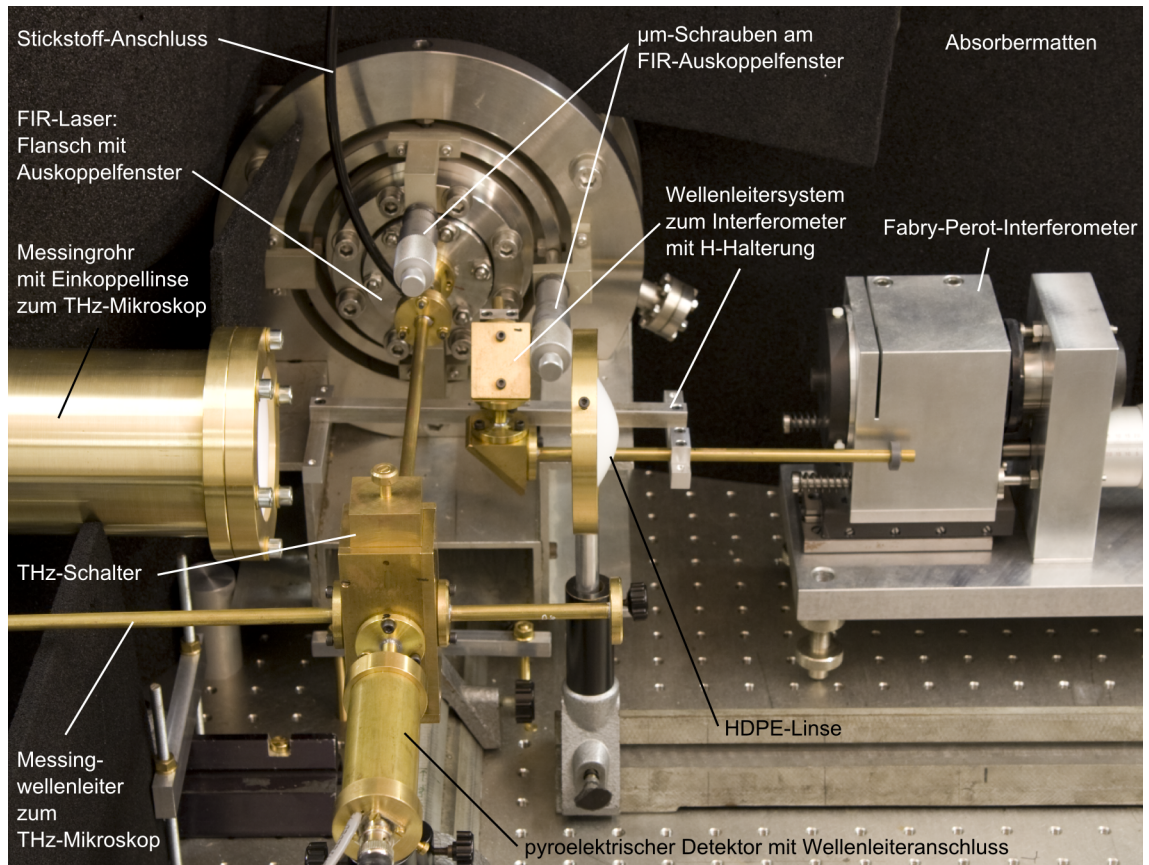


Abbildung 2.6.: Messingwellenleiter mit THz-Schalter und weitere Elemente auf dem optischen Tisch des FIR-Lasersystems. (Dieser Aufbau ist von dem im Folgenden vorgestellten verschieden.)

2.3. Das FIR-System auf dem optischen Tisch

ner Messung war die Leistungsbeobachtung nicht möglich, um die Bildaufnahme nicht zu stören. Typischerweise driftete die FIR-Leistung von der Maximalleistung innerhalb der Messzeit von typischerweise 40 Minuten pro Bild oft auf weniger als 30 % der Anfangsleistung ab. Ursache war die Instabilität des Lasersystems. Abhilfe schaffte eine gelegentliche, sehr kurze Umschaltung des Signals auf die Messvergleichsstrecke und Nachregelung der Lasersystemparameter. Dies wurde während der Messung in den Bildrandbereichen gemacht. In den Bildauswertungen war davon nie etwas zu sehen und wurde so als zulässig bewertet.

Eine laserlinienabhängige FIR-Leistungssteigerung um ca. 10 % bis 30 % konnte durch die Verringerung der Leistungsabsorption durch die Laborluft in den Wellenleitern erreicht werden. Dazu wurden die Wellenleiter während der Messung mit trockenem gasförmigen Stickstoff gespült.

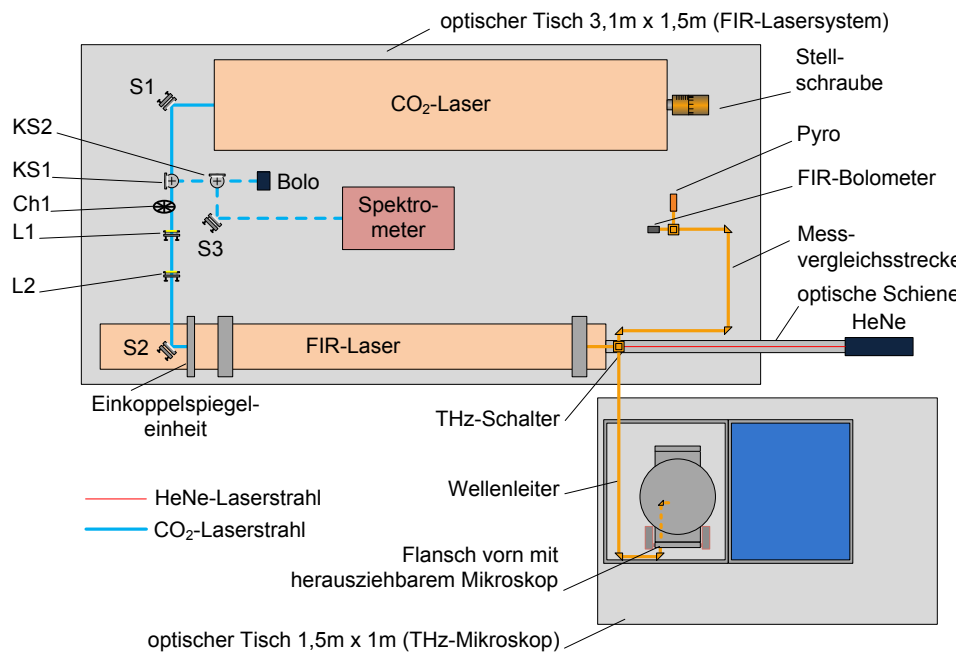


Abbildung 2.7.: Vereinfachte maßstäbliche Aufsicht des optisch gepumpten FIR-Lasersystems und des THz-Mikroskops mit überdimensionierten Wellenleitersystem. HeNe: Helium-Neon-Laser rot 633 nm; Ch: Strahlchopper; Pyro: pyroelektrischer Detektor; S1 bis S3 Goldspiegel auf Kupferträger; KS1, KS2 elektrisch um 45° umklappbare Goldspiegel auf Kupferträger; L1, L2 IR-Linsen aus Zinkselenid $f = 95,3$ mm mit $\varnothing 25,4$ mm antireflexbeschichtet für $10,6 \mu\text{m}$.

2.3.2. FIR-System mit quasioptischem System

Die Untersuchungen mit dem Wellenleiter ergaben, dass die FIR-Übertragung in das Mikroskop mit den Wellenleitern ungeeignet ist. Als Alternative ergab sich die Übertra-

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

gung des Gauß-Strahls des FIR-Lasers durch eine Quasioptik mit dielektrischen Linsen und metallischen Parabolspiegeln. Ziel war es, die Eigenschaften des Gauß-Strahls bei der Übertragung zu erhalten und so bekannte vorhersagbare Bedingungen am Ort der Messung zu schaffen. Zunächst wurde der Gauß-Strahl des FIR-Lasers mit einem dafür entwickelten Modenbildscanner untersucht. Dieser Scanner ermöglicht es, durch das Verfahren eines pyroelektrischen Detektors in Zeilen die räumliche Leistungsdichteverteilung quer zur Ausbreitungsachse des Strahls abzubilden. Ein entwickeltes Simulationsprogramm für quasioptische Linsensysteme ermöglichte den Strahlengang zu berechnen. Verschiedene Linsen aus Teflon und High-Density-Polyetylen (HDPE) wurden berechnet und in der Institutswerkstatt mit einer numerischen Fräsmaschine gefertigt, wie Kapitel 5.1 zeigt. Messungen ergaben, dass die Strahlverläufe der entwickelten Teleskope gut mit den Vorhersagen aus der Simulation übereinstimmen.

Die Änderungen nach Abschnitt 2.2.3 wurden bei dem quasioptischem System umgesetzt, wie Abbildung 2.8 zeigt und der CO₂-Laser wird nicht mehr abgeschlossen, sondern mit Gasdurchstrom betrieben. Die Einkopplung in den FIR-Laser wurde durch ein Periskop, bestehend aus zwei Spiegeln S2 und S3, um drei Freiheitsgrade erweitert. So lässt sich an einem beliebigen Punkt unter einem beliebigen Winkel die IR-Strahlung in den FIR-Laser einkoppeln. In der Strahltaille des Teleskops wurde ein synchroner Chopper Ch1 eingebaut. Dieser wird durch einen Schrittmotor angetrieben und ist synchron zu einem Modulationssignal, welches für die Laserstabilisierung notwendig ist. Synchronisiert auf den Choppertakt wird auch die Messelektronik des THz-Mikroskops. Durch die Chopperposition in der kleinen Taille ist die Umschaltzeit kurz. Es gibt alternierend Zeitbereiche mit und ohne FIR-Signal. Die Messelektronik kann in beiden Bereichen eine vollständige Kennlinie des Josephson-Kontakts aufnehmen. So lässt sich nach der Bildaufnahme durch Differenzbildung der Hintergrund von dem FIR-Signal trennen. Der Chopper ist im Winkel von 45° zur Strahlrichtung angeordnet, um Rückreflektionen in den CO₂-Laser gering zu halten. Der vom Chopper Ch1 reflektierte Strahl wird, wie bei dem Chopper Ch3, von den Steinen (Kalk-Sand-Stein) absorbiert. Der Chopper Ch3 vor dem Infrarot-Bolometer hat die Aufgabe, den Leistungsbereich von 10 W auf 20 W zu verdoppeln. Dies ist möglich, da die Bolometerzeitkonstante im Bereich einiger 100 ms liegt und sich der Mittelwert der Strahlleistung genau halbiert.

Entwickelt wurde ein Leistungskoppler direkt am Ausgang des CO₂-Lasers. Dieser besteht aus einem 3 mm dicken Fenster aus Zinkselenid, das um wenige Winkelgrad verkippt gegenüber dem Brewsterwinkel angeordnet ist. Auf diese Weise werden ca. 3 – 5 % der Leistung des CO₂-Laserstrahls ausgekoppelt. Ein zweiter Leistungskoppler zerlegt den Strahl in zwei Strahlen mit etwa gleicher Leistung und führt sie zwei bandpassgefilterten Detektoren zu. Während des FIR-Laserbetriebs ist durch den pyroelektrischen Detektor Pyro1 die Beobachtung der CO₂-Laserleistung möglich. Dazu wird der Strahl

2.4. Optimierung der FIR-Ausgangsleistung einer Laserlinie

mit dem Chopper Ch2 zerhackt und das Detektorsignal mit einem Lock-In-Verstärker ausgewertet. Der pyroelektrische Detektor Pyro 2 koppelt das Modulationssignal für die Frequenzstabilisierung des CO₂-Lasers aus.

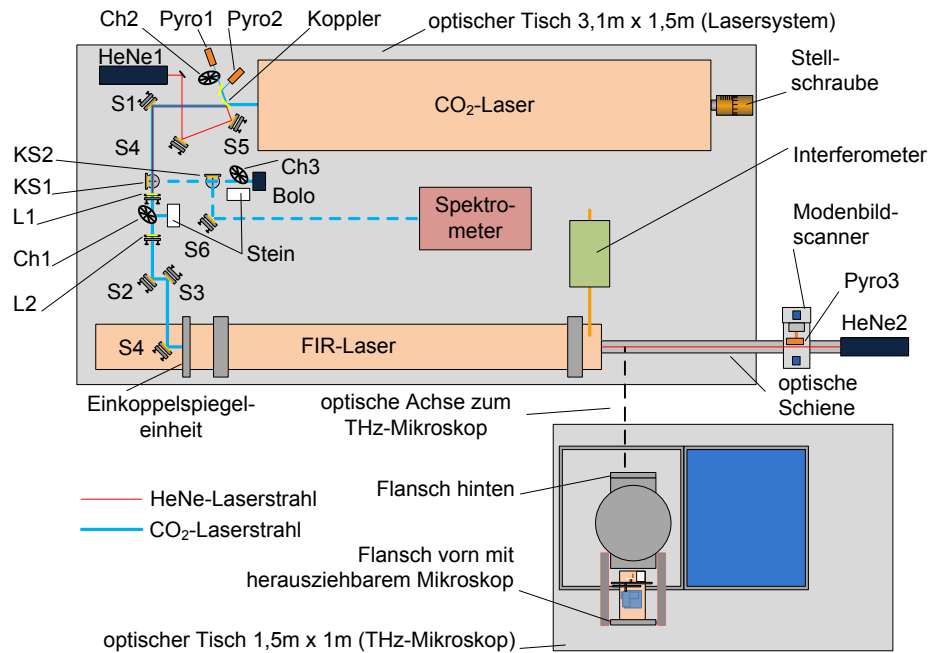


Abbildung 2.8.: Vereinfachte maßstäbliche Aufsicht des optisch gepumpten FIR-Lasersystems und des THz-Mikroskops mit dem quasioptischen System. HeNe1, HeNe2: Helium-Neon-Laser rot 633 nm; Ch1 bis Ch3: Strahlchopper; Pyro1, Pyro2, Pyro3: pyroelektrische Detektoren; S1 bis S6: Goldspiegel auf Kupferträger; KS1, KS2: elektrisch um 45° umklappbare Goldspiegel auf Kupferträger; L1, L2: IR-Linsen aus Zinkselenid $f = 95,3 \text{ mm}$ mit $\varnothing 25,4 \text{ mm}$ antireflexbeschichtet für $10,6 \mu\text{m}$.

Einkopplung über den hinteren Flansch

Die gestrichelte Linie in der Abbildung 2.8 zeigt die optische Achse, auf der der FIR-Laserstrahl durch den hinteren Flansch in das Mikroskop eingekoppelt wird. Im Detail wird dies im Kapitel 5 vorgestellt.

2.4. Optimierung der FIR-Ausgangsleistung einer Laserlinie

Im Folgenden wird an einem Beispiel gezeigt, wie eine FIR-Laserlinie eingestellt und vermessen wird. Bevor der FIR-Laser auf einer Laserlinie emittiert, müssen im Parameterraum die richtigen Parameter gefunden werden. Diese Parameter müssen für das

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

jeweilige System optimiert werden und unterscheiden sich oft von den Werten anderer Gruppen. In den letzten Jahrzehnten haben viele Gruppen Tausende von Laserlinien mit verschiedenen Molekülen als Lasergas experimentell gefunden. Eine mit über 4500 Laserlinien große Sammlung der Ergebnisse aus über 300 veröffentlichten wissenschaftlichen Artikeln zeigt [17]. Dort lassen sich für eine gewünschte FIR-Frequenz die Pumplinie und das Molekül ablesen. Für die im verwendeten Lasersystem eingesetzten drei Moleküle Methanol, deuteriertes Methanol und Ameisensäure sind dort hunderte Laserlinien gelistet, von denen die meisten allerdings sehr schwach in der Leistung sind. Ein weiterer Teil der Linien ist mit dem System nicht zugänglich, da der maximale Frequenzoffset des CO₂-Laserresonators nicht ausreicht, um die Linien zu pumpen. Leistungsangaben der Linien finden sich in den Artikeln sehr selten. Sie sind auch nicht sinnvoll, da diese von dem jeweiligen System abhängen. Gelegentlich gibt es eine Einordnung der Leistung in 5 Gruppen: VS (very strong), S (strong), M (medium), W (weak), VW (very weak). Die Angaben zum Lasergasdruck und zur Offsetfrequenz der Pumpstrahlung fehlen häufig und müssen experimentell ermittelt werden. Auch in den letzten Jahren wurden immer noch neue, meist sehr schwache Laserlinien mit Methanol und Ameisensäure entdeckt [24], [26], [27] und [28]. Eine Auswahl für einige starke Laserlinien aus diversen Quellen ist im Anhang aufgeführt.

2.4.1. Frequenzbestimmung durch das Laser-Resonator-Interferogramm

Im FIR-Laser wird das Lasergas vom CO₂-Laser gepumpt. Die Motoreinheit, die die Mikrometerschraube antreibt, wird mit hoher Geschwindigkeit verfahren. So wird der Einkoppelspiegel verschoben und damit die Resonatorlänge verändert. Gleichzeitig wird der Pumpfrequenzoffset, die Laserstellschraube, der FIR-Laserauskoppelspiegel und der FIR-Lasergasdruck so lange verändert, bis ein FIR-Signal gemessen wird. Ist ein, meist sehr kleines Signal gefunden, wird der Motor gestoppt und alle Parameter werden so eingestellt, bis das FIR-Signal maximal wird.

Häufig können für eine Pumplinie mehrere FIR-Moden anschwingen. So zum Beispiel bei der Pumplinie 10R38. Wird damit Methanol optisch gepumpt, können nach [17] neun verschiedene FIR-Frequenzen erzeugt werden, die in ihrer Leistung stark vom Druck abhängen. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Frequenz der Laserlinie geht über das Laser-Resonator-Interferogramm des FIR-Lasers. Immer wenn der Spiegelabstand genau einem Vielfachen der halben Wellenlänge im Resonator entspricht, schwingt eine longitudinale FIR-Lasermode an und FIR-Leistung wird emittiert. Aus der Periodendauer und der Verfahrensgeschwindigkeit lässt sich die Frequenz der FIR-Linie berechnen. Zur Erhöhung der Genauigkeit ergibt sich der Wert der Periodendauer T aus der Mittelung

möglichst vieler Perioden. An der Motoreinheit lässt sich mit dem Parameter n in Stufen die Verfahrensgeschwindigkeit einstellen. Im System ergibt sich für die gesuchte Wellenlänge des FIR-Signals:

$$\lambda = T \cdot n \cdot 8,3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{min} \cdot \mu\text{m}}{\text{s} \cdot \text{Umdr}} \quad \text{mit} \quad [n] = \frac{\text{Umdr}}{\text{min}} \quad \text{und} \quad [T] = \text{s} . \quad (2.1)$$

Häufig ist die Wellenlänge bekannt und beobachtet wird die Periodendauer T im Laser-Resonator-Interferogramm:

$$T = \frac{\lambda}{n \cdot 8,3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{min} \cdot \mu\text{m}}{\text{s} \cdot \text{Umdr}}} . \quad (2.2)$$

Die Umrechnung zur Frequenz f geht über die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 :

$$f = \frac{c_0}{\lambda} . \quad (2.3)$$

Die Auswertung des Laser-Resonator-Interferogramms einer Messung in Abbildung 2.9 ergibt, dass zwei Moden anschwingen. Die Spannung eines pyroelektrischen Detektors, der hinter dem Auskoppelfenster positioniert ist, ist ein Maß für die Laserausgangsleistung. Mit gleicher Periodizität erscheinen kleine Nebenmaxima aufgrund von Innenwandreflexen des Wellenleiters. Verschiedene Ursachen spielen dafür eine Rolle.

Ein besonderer Fall ergibt sich zu der Zeit $t = -31,5 \text{ s}$ in der Abbildung 2.9. Es schwingen beide Moden gleichzeitig. Der Motor der Mikrometerschraube wird auf die Position zurückgefahren und gestoppt. Dabei wird der Umschaltzeitpunkt der Motordrehrichtung als Zeit $t = 0 \text{ s}$ definiert. Spiegelsymmetrisch zum Umschaltzeitpunkt ist die gleiche Position zu der $t = +31,5 \text{ s}$ erreicht, wo der Motor gestoppt wird.

Bei der Bestimmung der Frequenzen nach den Gleichungen 2.1 und 2.3 wurde vernachlässigt, dass die Wellenlänge durch den Wellenleiter vergrößert ist. Eine Abschätzung ergab, dass die Wellenlängenvergrößerung im verwendeten System unter einem Promille liegt. Viel größer ist die systematische Messwertabweichung bei der Bestimmung der periodischen Maxima durch die Schwankung der Laserleistung. Die meisten Frequenzen der Laserlinien in [17] wurden, wie zuvor beschrieben, ermittelt und nicht korrigiert. Dort werden auch verschiedene Techniken, die auf Frequenzmischung basieren, vorgestellt [28]. So lassen sich relative Messunsicherheiten von 10^{-8} erreichen. Für die Analyse des FIR-Signals mit dem THz-Mikroskop ist die erreichte relative Messunsicherheit von bis zu 10^{-3} ausreichend.

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

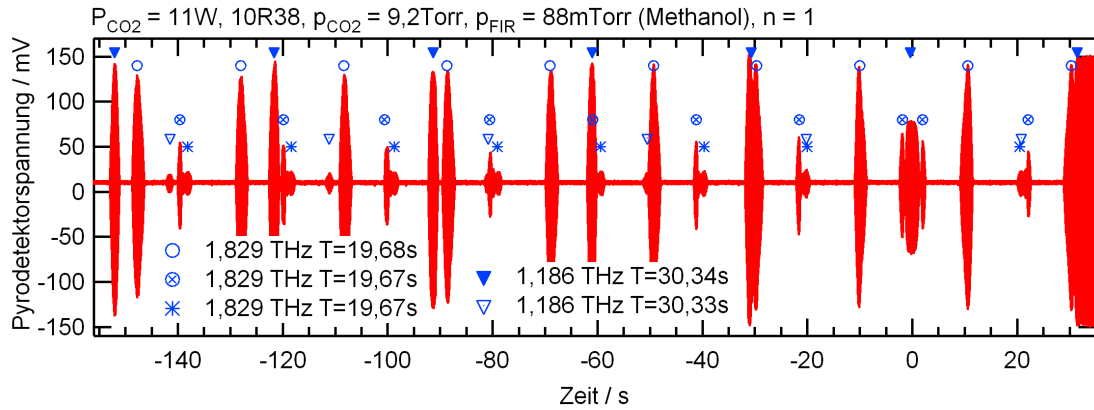


Abbildung 2.9.: Pyrodetektorspannung im Laser-Resonator-Interferogramm für die Pumpfrequenz 10R38 und 88 mTorr Methanolgasdruck. Im Resonator schwingen zwei starke verschiedene Moden an. So emittiert der FIR-Laser gleichzeitig 1,186 THz und 1,829 THz.

2.4.2. Variation des FIR-Lasergasdrucks

In den meisten Fällen wird der Gasdruck gesucht, bei dem die maximale Laserleistung emittiert wird. Für diesen speziellen Fall interessiert der Druck, bei dem die beiden Moden gleich stark sind. An der zuvor gefundenen Position mit den zwei Lasermode wird der Druck verändert. Durch Absperren des Nadelventils am Lasergaseinlass und leicht geöffneten Nadelventil am Lasergasauslass ergibt sich ein langsamer exponentieller Druckabfall. Da sich mit dem Druck auch der Brechungsindex und damit die Wellenlänge im Resonator ändern, wird die Resonatorlänge mit einem Dreieckssignal moduliert. Dadurch wird das gesamte Verstärkungsprofil sichtbar. In der Pyrodetektorspannung in der Abbildung 2.10 lassen sich zwei Hüllkurven der beiden Lasermode erkennen. Der Druck, bei dem die maximale Leistung emittiert wird, lässt sich ablesen. Die stärkere Mode hat die Frequenz 1,829 THz, dies ergab sich aus dem Laser-Resonator-Interferogramm.

Einen Ausschnitt aus der Abbildung 2.10 zeigt in der Abbildung 2.11 die Gleichheit der Leistungen der beiden Moden für einen Druck von ca. 90 mTorr. Mit der dreieckförmigen Modulationsspannung wird die Resonatorlänge verändert. Die beiden Maxima liegen nicht aufeinander, sondern an leicht verschiedenen Spiegelpositionen. Es gibt ein lokales Minimum, bei dem beide Moden schwingen — mit welchen Leistungsanteilen, kann diese Messung nicht klären. Einzigartig an dem dargestellten Fall ist, dass sich durch Änderung der Modulationsspannung zwischen zwei Moden im THz-Bereich umschalten lässt. Durch die Bestrahlung eines Josephson-Kontakts lässt sich die Leistung spektral aufgelöst messen. Die Ergebnisse dieser Messung sind im Abschnitt 9.4 dargestellt.

Die Modulationsweglänge des Spiegels lässt sich berechnen. Für eine Änderung der Modulationsspannung um 5,25 V, die durch einen Hochspannungstreiber verstärkt wird,

2.4. Optimierung der FIR-Ausgangsleistung einer Laserlinie

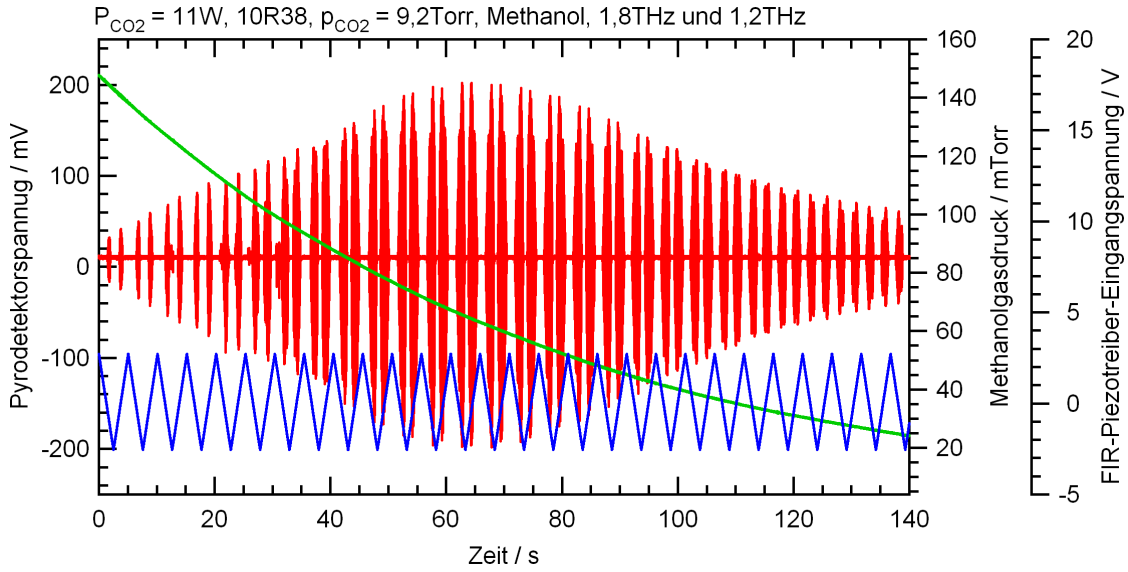


Abbildung 2.10.: Für die zuvor gefundene Position wird der Methanolgasdruck p variiert. Gleichzeitig wird die Resonatorlänge dreieckförmig verändert. Für die maximale FIR-Leistung ergeben sich aus den beiden Hüllkrven: $p_{1,829THz} = 62 \text{ mTorr}$ und $p_{1,186THz} = 80 \text{ mTorr}$.

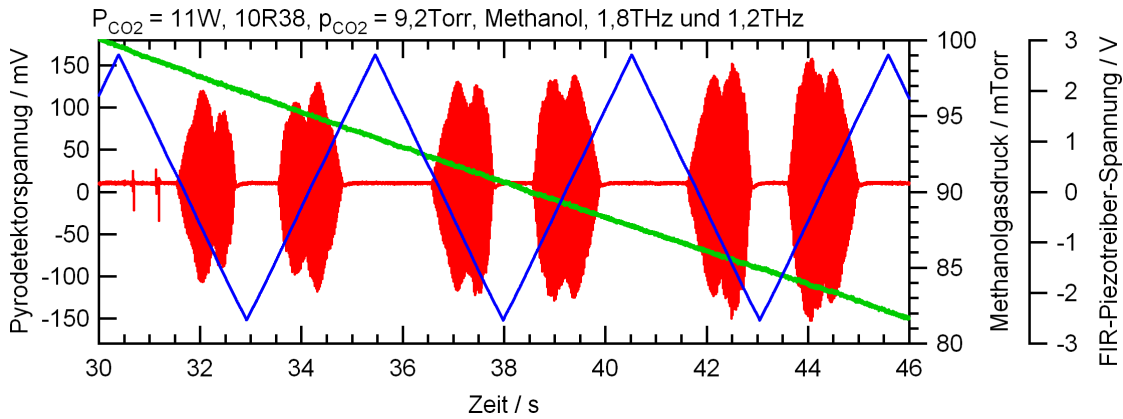


Abbildung 2.11.: Ausschnitt aus der Abbildung 2.9. Für einen Druck von ca. 90 mTorr schwingen beide Lasermoden mit etwa gleicher Leistung. Durch Änderung der Modulationsspannung lässt sich das Leistungsverhältnis der Moden mit 1,186 THz und 1,829 THz beeinflussen.

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

ändert sich die Spannung am Piezoaktor um 525 V nach:

$$U_{Piezo,FIR} = U_{Mod} \cdot V_{Treiber,FIR} \quad \text{mit} \quad V_{Treiber,FIR} = 100 \quad . \quad (2.4)$$

Damit ergibt sich für die Längenänderung des piezoelektrischen Aktors ein Weg von 21 μm nach:

$$l_{Piezo,FIR} = U_{Piezo,FIR} \cdot k_{Piezo,FIR} \quad \text{mit} \quad k_{Piezo,FIR} = \frac{40 \mu\text{m}}{1000 \text{ V}} = 40 \frac{\text{nm}}{\text{V}} \quad . \quad (2.5)$$

Die Messung ergab, dass die beiden Maxima nur etwa 3,5 μm Spiegelwegdifferenz voneinander entfernt sind und das gesamte Profil etwa 9,9 μm breit ist. Es gibt einen Einfluss der Labortemperaturänderung auf die Längenänderung des Resonators. Zudem geht mit der Resonatorlängenänderung eine Frequenzänderung der Lasermode einher. Diese beiden Aspekte werden im folgenden Kapitel 3.1 nochmals aufgegriffen und diskutiert.

2.4.3. Variation des Pumpfrequenzoffsets

Bei der Optimierung der Laserleistung des Pumplasers wird die Resonatorlänge des CO₂-Lasers mit dem Piezoaktor so eingestellt, dass ein Leistungsmesser ein Maximum detektiert. Allerdings bedeutet die maximale Pumpleistung nicht immer ein Einhergehen mit der größten FIR-Leistung. Entscheidend ist ein Offset der Pumpfrequenz, der sich über eine Veränderung der Resonatorlänge des CO₂-Lasers einstellen lässt, wie das folgende Kapitel aufzeigt.

In einer Messung wurde durch eine dreieckförmige Variation der Piezoaktorspannung der Pumpfrequenzoffset und die Laserleistung des CO₂-Lasers verändert. Gleichzeitig wurde zudem der FIR-Lasergasdruck verändert, wie Abbildung 2.12 zeigt.

In der Kurve der FIR-Leistung zeigen sich mehrere, druckabhängige Maximalwerte. Bei geringem Druck sind höhere Moden ausbreitungsfähig. Zudem ist die Leistungsabsorption der CO₂-Laserleistung druckabhängig, wie Abschnitt 3.5 zeigt. Dadurch ist bei niedrigem Druck die Absorption gering und die aus dem FIR-Resonator in den CO₂-Laserresonator zurückgekoppelte Leistung stört den CO₂-Laser, wie im Kurvenverlauf der Leistung sichtbar wird. Mit dem pyroelektrischen Detektor Pyro1 aus Abbildung 2.8 wurde die CO₂-Laserleistung mit einem Lock-In-Verstärker gemessen. Die Detektorapertur war dabei kleiner als der Strahldurchmesser, und bei der Veränderung der Resonatorlänge änderte sich auch das Modenbild, also die Laserleistungsverteilung. So kam es zu einer Störung der sonst glatten Kurve der CO₂-Laserleistung, im Ausschnitt

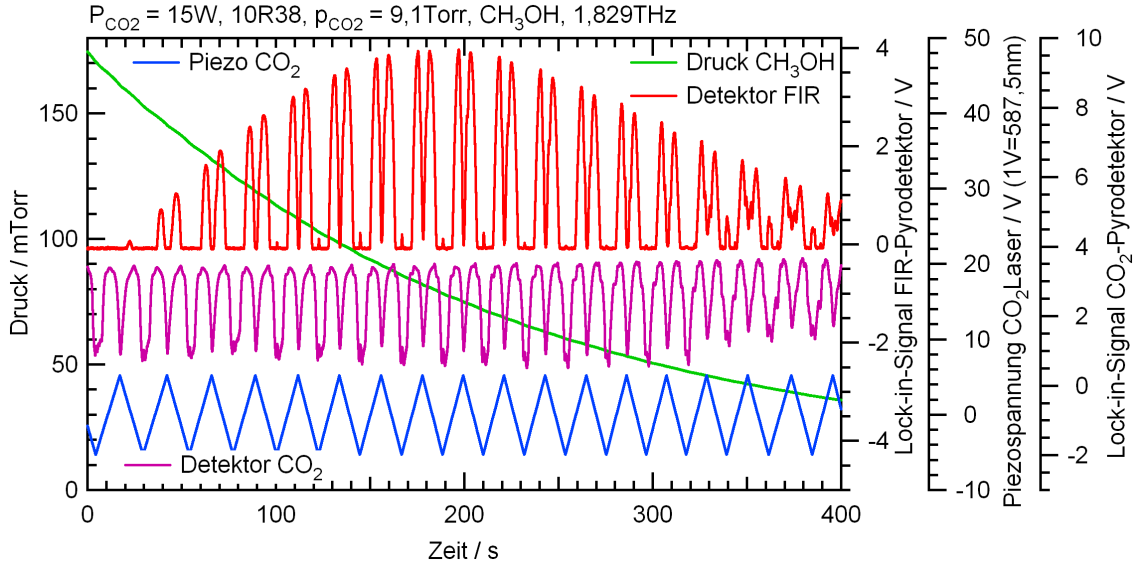


Abbildung 2.12.: Messung zur Bestimmung des Pumpfrequenzoffsets der Pumplinie 10R38 (10,136 μm) für die Methanollinie 1,829 THz.

in Abbildung 2.13. Aus anderen Messungen ist bekannt, dass das Maximum der Laserleistung genau in der Mitte der Flanken liegt, so wurde die Mitte gefunden. Gleichzeitig wurde die FIR-Leistung mit dem pyroelektrischen Detektor Pyro3 aus Abbildung 2.8 direkt hinter dem Auskoppelfenster mit einem Lock-In-Verstärker gemessen und dargestellt. Die absoluten maximalen Leistungen wurden nicht bestimmt und es ist nur die verstärkte Pyrodetektorspannung aufgetragen. Es ist, bezogen auf das Maximum der CO_2 -Laserleistung, eine Spannung von ca. +2 V am Eingang des Hochspannungstreibers des Piezoaktors einzustellen, um das FIR-Maximum zu pumpen. Eine Auswertung ergibt einen Pumpfrequenzoffset von ca. +20 MHz. In der Abbildung ist das rechte Profil bei fallender Piezospannung gegenüber dem linken Profil bei steigender Piezospannung gestreckt. Die Ursache ist die gleichzeitige Resonatorlängenänderung durch den Motor.

Im Vergleich zu anderen FIR-Laserlinien ist dieser Offset gering, was sich positiv auf die Stabilität der FIR-Leistung auswirkt, wenn der CO_2 -Laser im Maximum seiner Leistung, also ohne Offset emittiert. Bei einem größeren Offset befände sich die Pumpfrequenz auf der Flanke des FIR-Verstärkungsprofils. Eine kleine thermische oder akustische Änderung der Resonatorlänge hätte dann einen großen Einfluss auf die Pumpabsorption und auf die FIR-Leistung. Eine instabile FIR-Laserleistung wäre die Folge.

Die Messung in der oberen Abbildung zeigt einen Ausschnitt der Messung im Bereich um 90 mTorr. Es ist, gegenüber dem linearen Druckverlauf², ein leichter Druckanstieg bei hoher FIR-Leistung zu beobachten. Die Ursache ist die Absorption der Pumpstrahlung vom Methanolgas. Das Gas erwärmt sich und vergrößert sein Volumen, was zu einem

²Es ist eine Interpolation des exponentiellen Druckabfalls.

2. Optisch gepumptes FIR-Lasersystem

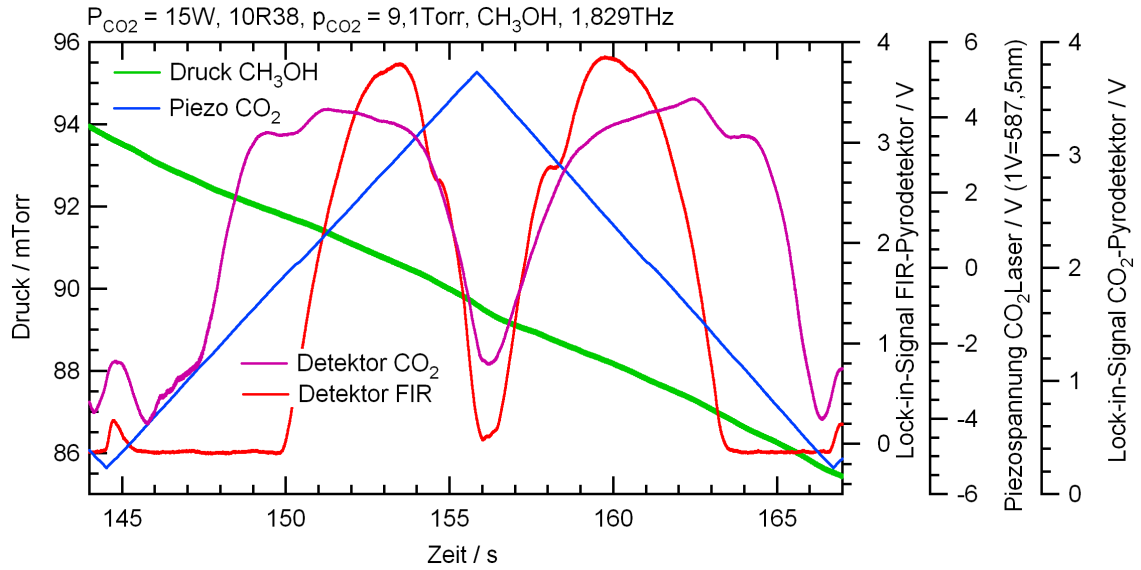


Abbildung 2.13.: Messung zur Bestimmung des Pumpfrequenzoffsets der Pumplinie 10R38 ($10,136\text{ }\mu\text{m}$) für die Methanollinie 1,829 THz. Für die gemessene Piezoaktorspannung von ca. 200 V ergibt sich der Pumpfrequenzoffset zu +20 MHz.

Druckanstieg führt. Auch das Drucksignal kann zur Optimierung des Pumpfrequenzoffsets genutzt werden. Dazu ist im FIR-Resonator ein Mikrofon verbaut, mit dem sich die Druckschwankungen empfindlich messen lassen. Die Suche nach neuen FIR-Laserlinien geht oft über die Auswertung des Mikrofonsignals wie [13] und [29] zeigen.

3. Leistungsstabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems

Bei den ersten Messungen der FIR-Strahlung mit dem THz-Mikroskop war die Leistung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems nicht konstant, was sich störend auf die Messungen auswirkte. So wurde vor einer Messung das Lasersignal maximiert. Nach der Bildaufnahmezeit von etwa einer halben Stunde war die Leistung oft bis auf die Hälfte oder weniger der anfänglichen Amplitude abgefallen.

Durch die Entwicklung und den Einsatz eines FIR-Leistungskopplers war es möglich, während der Bildaufnahmezeit die FIR-Leistung zu messen und diese manuell nachzuregeln. Basierend auf dem Koppler, der im Kapitel 5.3 vorgestellt wird, wurde ein Regelkreis aufgebaut, um die FIR-Leistung zu stabilisieren. Dieser Regelkreis sowie einige Störeinflüsse werden hier vorgestellt.

3.1. Temperaturbedingte Frequenzverschiebung des CO₂-Lasers

Grundsätzlich ist der CO₂-Laser in der Ausgangsleistung und in der Ausgangsfrequenz — aufgrund vieler Einflüsse — nicht konstant und driftet mit der Zeit. Haupteinfluss dieser Drift ist die Temperaturänderung des Labors und der damit verbundenen Längenänderung des Resonators.

Die Längenänderung des CO₂-Laserresonators Δl_T hängt linear von der Temperaturänderung ΔT ab. Es gilt:

$$l_T = l_0(1 + \alpha T) \quad \text{und} \quad \Delta l_T = l_0 \alpha \Delta T . \quad (3.1)$$

Für eine Temperaturänderung von $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ der $l_0 = 1,7$ m langen Invarstäben und einem Temperatúrausdehnungskoeffizienten des Invars von $\alpha = 1 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ beträgt die relative Längenänderung $\Delta l_T = 1,7 \text{ } \mu\text{m}$. Im Resonator bilden sich stehende Wellen aus,

3. Leistungsstabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems

wenn ein Vielfaches q der halben Wellenlänge λ in den Resonator mit der Resonatorlänge l_R passt

$$l_R = q \frac{\lambda}{2} . \quad (3.2)$$

Damit ergibt sich als Frequenzdifferenz Δf_{max} , oder freier Spektralbereich (FSR: free spectral range) zwischen zwei benachbarten longitudinalen Moden der longitudinale Modenabstand von

$$FSR = \Delta f_{max} = f_q - f_{q-1} = \frac{c_0}{2l_R} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{2 \cdot 1,7 \text{ m}} = 88 \text{ MHz} . \quad (3.3)$$

Bei der Laserline 9R18 mit einer Wellenlänge von $9,282 \mu\text{m}$ wurde gemessen, dass eine Spannung von ca. 800 V am piezoelektrischen Aktor genau dem Wert $\Delta q = 1$ entspricht. Damit gilt für die Längenänderung des piezoelektrischen Aktors

$$l_{Piezo,CO_2} = U_{Piezo,CO_2} \cdot k_{Piezo,CO_2} \quad \text{mit} \quad k_{Piezo,CO_2} = \frac{9,282 \mu\text{m}}{2 \cdot 800 \text{ V}} = 5,80 \frac{\text{nm}}{\text{V}} . \quad (3.4)$$

Um die thermisch bedingte Längenänderung mit einer Längenänderung des piezoelektrischen Aktors auszugleichen $\Delta l_T = l_{Piezo,CO_2}$ ist eine Piezospannung von $U_{Piezo,CO_2} = 293 \text{ V}$ notwendig. Wird die Piezospannung so nachgeregelt, dass die thermische Längenänderung ausgeglichen wird, arbeitet der Laser frequenzstabilisiert. Wird der Laser dagegen sich selbst überlassen, dann führt die thermische Längenänderung zu einem thermisch bedingten Frequenzoffset $f_{Offset,T}$

$$f_{Offset,T} = \Delta l_T \frac{FSR}{\frac{\lambda}{2}} . \quad (3.5)$$

Der Frequenzoffset bezieht sich auf das Emissionsmaximum einer Laserline und kann maximal halb so groß sein wie der freie Spektralbereich. Bei der angenommenen Temperaturänderung von 1°C und der damit verbundenen Längenänderung von $\Delta l_T = 1,7 \mu\text{m}$ ergibt sich ein Frequenzoffset ausgehend vom Emissionsmaximum von 32 MHz. Im Vergleich zu der Frequenz im Emissionsmaximum des CO_2 -Lasers ($27,1 - 32,9 \text{ THz}$) ist der Offset sehr gering, hat aber großen Einfluss beim optischen Pumpen im FIR-Laser. Häufig ist beim optischen Pumpen des FIR-Lasergases ein Frequenzoffset zwingend erforderlich, um die maximale FIR-Laserleistung zu erreichen, wie im vorherigen Kapitel gezeigt wurde. Der Frequenzoffset kann über die Piezospannung eingestellt werden. Es gilt

$$f_{Offset,Piezo} = U_{Piezo} \cdot k_{Piezo} \frac{FSR}{\frac{\lambda}{2}} . \quad (3.6)$$

Dabei ist der Frequenzoffset nur in den Grenzen des halben freien Spektralbereichs wählbar, da ein Überschreiten der Grenzen einen longitudinalen Modensprung verursacht und sich das Spektrum periodisch fortsetzt. Nach Gleichung 3.3 führt der relativ lange Resonator des verwendeten Lasers zu einem geringen FSR. So ist es mit dem vorhandenen FIR-Laser nicht möglich, alle nach [17] zur Verfügung stehenden Molekül-gase optisch zu pumpen.

3.2. Prinzip der Frequenzstabilisierung des CO₂-Lasers

Um der thermisch bedingten Laserleistungsänderung entgegen zu wirken, lässt sich ein Regelkreis aufbauen, der die Resonatorlängenänderung ausgleicht. Im Resonator des CO₂-Lasers schwingt aufgrund des schmalen Verstärkungsprofils nur ein longitudinaler Mode an, bei dem ein Vielfaches der halben Wellenlänge zwischen die Resonatorspiegel passt. Ändert sich der Spiegelabstand geringfügig, so nimmt die Laserleistung ab, wie Abbildung 3.1 zeigt. Es besteht einen Zusammenhang zwischen der Resonatorlängenänderung und der Änderung der Laseremissionsfrequenz. Eine Stabilisierung der Resonatorlänge stabilisiert die Emissionsfrequenz des Lasers. Die Resonatorlänge lässt sich mit dem piezoelektrischen Aktor ändern und so nachführen, dass der Laser im Maximum der Linie emittiert. Dazu wird die Piezospaltung und damit die Resonatorlänge mit einem kleinen Signal, etwa im Bereich um 1 %, moduliert.

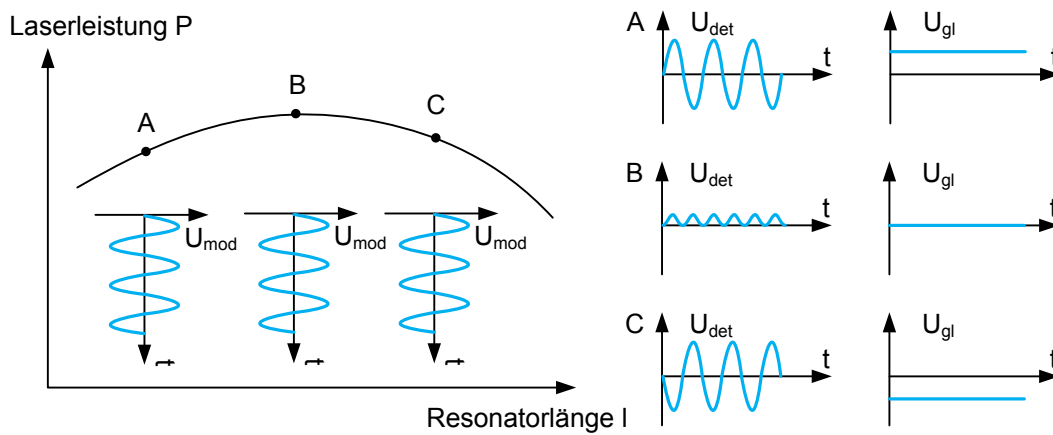


Abbildung 3.1.: Modulation der Resonatorlänge durch U_{mod} in drei verschiedenen Arbeitspunkten A, B und C. Signalfom eines Leistungsdetektors U_{det} und Signal nach phaseneempfindlicher Gleichrichtung U_{gl} in den drei Punkten.

Eine Modulation im Arbeitspunkt A führt zu einem gleichphasigen und eine Modulation im Arbeitspunkt C führt zu einem gegenphasigen Detektorsignal der Leistung.

Dem Detektor ist ein Wechselspannungsverstärker nachgeschaltet, der nur das Modulationssignal verstärkt. Aufgrund der Flachheit und Nichtlinearität der Verstärkungskurve im Maximum verdoppelt sich im Arbeitspunkt *B* die Frequenz des Detektorsignals. Gleichzeitig wird das Signal in diesem Punkt minimal. Die Lage des Modulationspunktes lässt sich mit einer phasenempfindlichen Gleichrichtung auswerten und mit einem Regler so nachführen, dass der Modulationspunkt im Maximum der Linie bleibt. Mit diesem Prinzip ist es möglich, akustische Störungen der Laserleistung bis zu einigen 10 Hz auszuregeln, wie [31] gezeigt hat. Dazu ist eine Modulation mit einer Frequenz im kHz-Bereich notwendig, da sich der Gleichrichtwert erst nach Mittelung über mehrere Perioden ergibt. Nachteilig ist die kleine Signalamplitude, die in der Größenordnung der Störampplitude des Detektors liegen kann. Zudem ist die Empfindlichkeit der verwendeten pyroelektrischen Detektoren im *kHz*-Bereich klein, wie Kapitel 6 zeigt. Ein größeres Modulationssignal ist möglich, stört aber das Nutzsignal zu stark und ist deshalb unerwünscht. Zu beachten ist, dass sich mit dieser Regelung nicht die Ausgangsleistung des Lasers stabilisieren lässt, da die Ausgangsleistung, neben dem thermischen Einfluss, noch von vielen weiteren Einflussgrößen abhängt. Lediglich wird erreicht, dass der Laser im Maximum seiner Emissionslinie emittiert, was einer Frequenzstabilisierung des Lasers entspricht. Eine stabile Pumpfrequenz ist eine notwendige Voraussetzung zur Stabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasers.

3.3. Regelkreis zur Frequenzstabilisierung des CO₂-Lasers

Vor der Inbetriebnahme des CO₂-Lasers werden Lasergasdruck und Lasergasdurchfluss voreingestellt. Nach dem Zünden der Laserröhre wird die Laserleistung zunächst durch Justage der Einstellschraube des Littrow-Gitters und dem Potentiometer der Piezotreiber maximiert. Anschließend werden alle Einflussgrößen iterativ verändert, um das Leistungsoptimum zu finden. Dieser Vorgang muss, aufgrund der großen Zeitkonstanten der Einflussgrößen nach etwa einer Stunde Laserbetriebsdauer wiederholt werden. Nach dieser Warmlaufphase kann der Regelkreis nach Abbildung 3.2 in Betrieb genommen werden. Der Strahlteiler 1 ist ein altes Brewsterfenster eines anderen Lasers, bestehend aus einer 3 mm starken ZnSe-Platte. Das Fenster ist, nur um wenige Winkelgrad gegenüber dem Brewsterwinkel verkippt, im Strahlengang angeordnet. Eine Messung mit zwei Bolometern hat ergeben, dass etwa 2 % der Strahlleistung ausgekoppelt wird. Der Strahlteiler 2 (2 mm ZnSe) transmittiert 60 % davon auf den pyroelektrischen Detektor 1 und 40 % auf den pyroelektrischen Detektor 2. Zur Beobachtung der momentanen Laserleistung wird ein kleiner Teil der Strahlung durch zwei Strahlteiler ausgekoppelt

3.3. Regelkreis zur Frequenzstabilisierung des CO₂-Lasers

und gechoppert mit dem pyroelektrischen Detektor 1 aufgenommen. Das Detektorsignal wird zur Störunterdrückung bandpassgefiltert, mit einem Lock-In-Verstärker ausgewertet und auf einer Anzeige dargestellt. Diese Anzeige ist ein Maß für die Laserleistung.

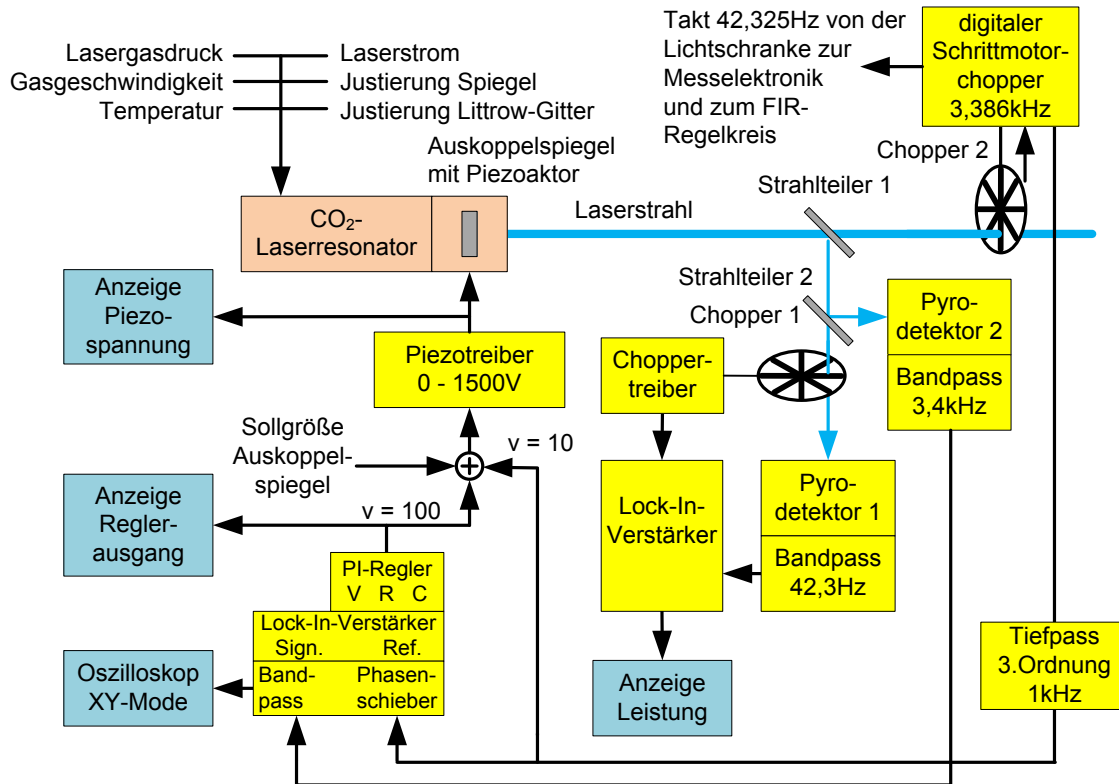


Abbildung 3.2.: Blockschaltbild des aufgebauten Regelkreises zur Frequenzstabilisierung des CO₂-Lasers.

Auf den quarzstabilisierten digitalen Chopper ist die gesamte Regelung, die gesamte Messelektronik und die Motorsteuerung synchronisiert. Der digitale Chopper, die Messelektronik und die Motorsteuerung wurden mit programmierbarer Logik, mit CPLD's von Altera aufgebaut und mit der Entwicklungsumgebung Quartus II, ebenfalls von Altera entwickelt, wie in Kapitel 7.2 beschrieben ist. Wie die Abbildung 3.3 zeigt, ist der von einem Schrittmotor angetriebene Chopper zwischen zwei Linsen, nahe der Strahltaille, angeordnet. So werden sehr kurze Übergangszeiten zwischen dem bestrahlten und dem unbestrahlten Zeitfenster erreicht, was für die Messdatenaufnahme von Bedeutung ist. Die vom Chopper im Winkel von 90° reflektierte Leistung wird, wie auch an anderen Stellen im System, von Kalk-Sand-Steinen absorbiert. Die Frequenz, mit der der Auskoppelspiegel mit dem Piezoaktor moduliert wird, ist genau 80 mal höher als die Chopperfrequenz, die über eine Lichtschranke erfasst wird.

Das TTL-Referenzsignal des digitalen Choppers wird mit einem Tiefpass 3. Ordnung

3. Leistungsstabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems

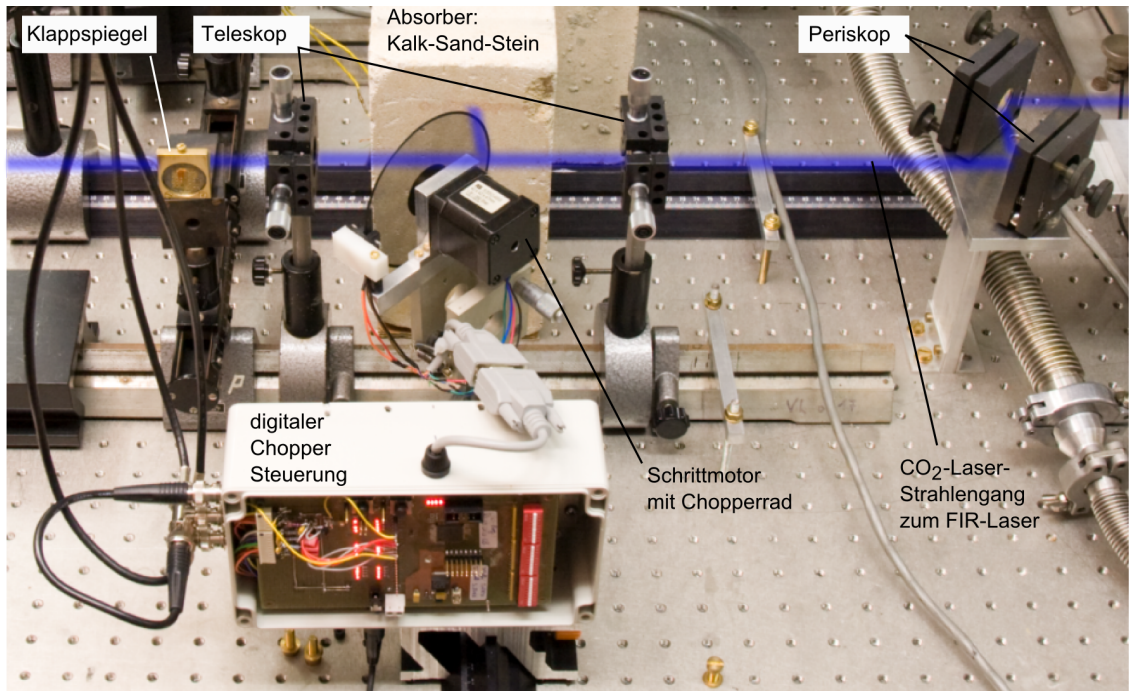


Abbildung 3.3.: Quarzstabilisierter digitaler Chopper als Taktquelle des gesamten Systems im Strahlengang des CO₂-Lasers. (Der Strahlverlauf wurde blau eingefärbt.)

und AC-Kopplung in ein sinusähnliches Signal mit einer Amplitude von ca. 700 mV_{pp} umgewandelt, bevor es auf den Eingang des Lock-In-Verstärkers und auf den Eingang des Piezotreibers geführt wird. Die Modulation des Auskoppelspiegels durch den Piezoaktor führt zu einer Leistungsmodulation, die mit dem pyroelektrischen Detektor 2 bandpassgefiltert aufgenommen wird. Der Phasenschieber wird so eingestellt, dass die Phase im Maximum der Leistung Null Grad wird. Im offenen Regelkreis führt eine Änderung der Sollgröße durch das Potentiometer am Piezotreiber zu einer Änderung der Phasenlage, die mit einem Oszilloskop im XY-Betrieb als Verkippung der Lissajous-Figur zu beobachten ist. Wird der Regelkreis geschlossen, so führt der PI-Regler den Spiegel so nach, dass der Laser im Maximum emittiert.

Durch den Strahlteiler ist es möglich, dem unsichtbaren CO₂-Laserstrahl einen roten, sichtbaren Laserstrahl eines Helium-Neon-Lasers koaxial zu überlagern. Dadurch wird die Justage des Systems, ohne Linsen, vereinfacht. In Abbildung 3.4 ist dazu die Anordnung der Elemente zusammen mit den pyroelektrischen Detektoren des Regelkreises dargestellt.

Messungen

Untersucht wurde zum Einen das Reglerverhalten bei Änderung des Lasergasdrucks über einen relativ großen Druckbereich, zum Anderen die Langzeitstabilität.

3.3. Regelkreis zur Frequenzstabilisierung des CO_2 -Lasers

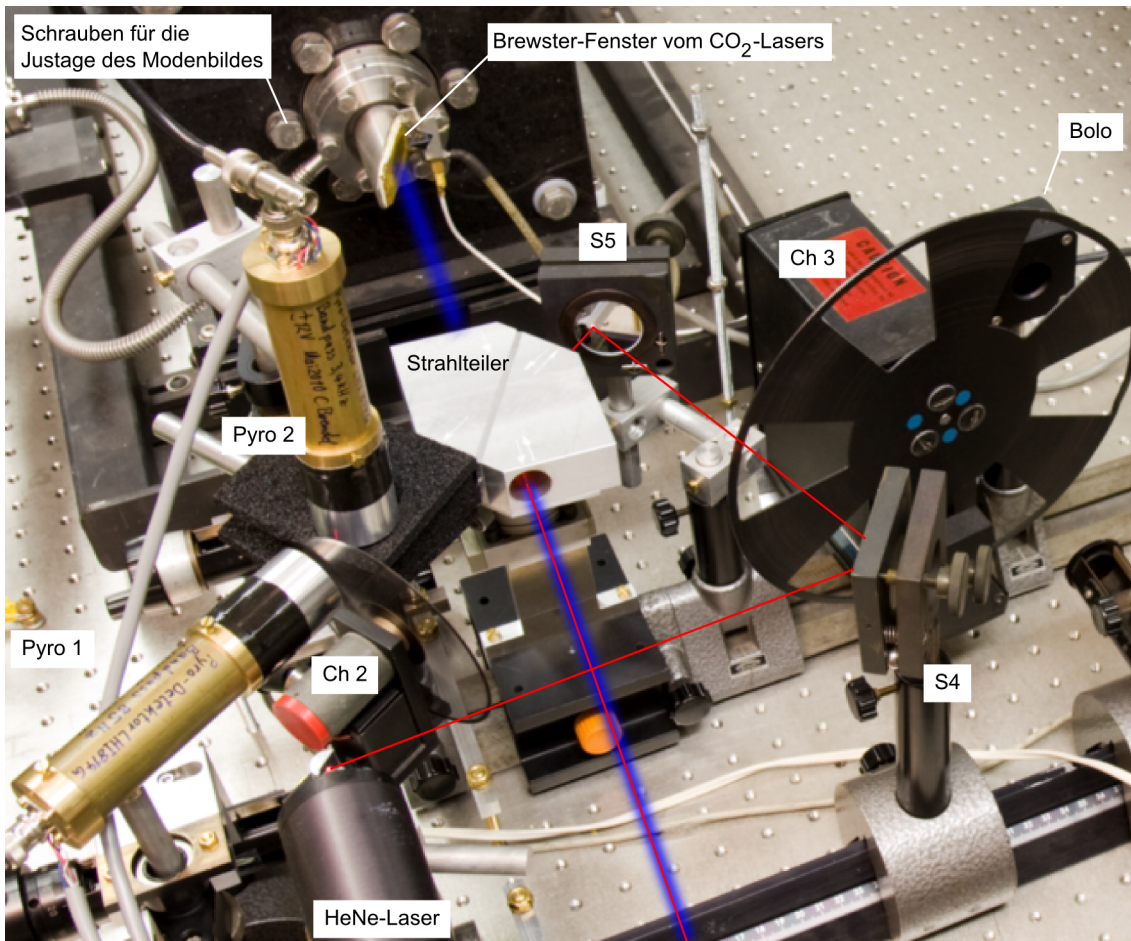


Abbildung 3.4.: Anordnung der pyroelektrischen Detektoren und Strahlverlauf. (Die Strahlverläufe wurden eingefärbt.)

3. Leistungsstabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems

Bei einer Messung wurde der Lasergasdruck geändert, wie die Abbildung 3.5 zeigt. Da sich durch die Druckänderung auch die optische Dichte des Plasmas ändert, muss der Regler die Resonatorlänge anpassen, um die Laserfrequenz zu stabilisieren. Während der Druckmessung wurde die Laserleistung mit einem Bolometer (Typ: AHA-10-D12, Coherent, 10 W, mit vorgeschaltetem Chopper zur Leistungshalbierung) und mit dem Pyrodetektor 1 beobachtet. In der Abbildung ist die Spannung des Lock-In-Verstärkers des Pyrodetektors 1 und die Spannung des Bolometers dargestellt. Beide steigen bei Druckanstieg und der Regler führt den Piezo nach. Ab etwa 9 Torr gibt es eine Abweichung zwischen den Leistungssignalen. Die Ursache ist die Änderung des Modenbildes, also die Änderung der Leistungsverteilung im Laserstrahl. Im Gegensatz zum Bolometer sieht der Pyrodetektor, aufgrund der kleinen Aperturfläche des Detektors, nur einen Ausschnitt des Modenbildes. Das Bolometer mit einer sehr großen Detektorfläche sieht die gesamte Strahlleistung. Eine Leistungsumverteilung wird vom Pyrodetektor als Leistungsänderung registriert. Bei der Wiederholung der Messung konnte die Änderung des Modenbildes mit einem fluoreszierenden Schirm beobachtet und bestätigt werden. Auch bei dem Druckabfall ist die Abweichung durch die Änderung des Modenbildes zu beobachten. Die Abweichungen müssen auch im Pyrodetektor 1 auftreten, denn es ist eine Abweichung des Reglerausgangs, also der Piezotreiberspannung zu beobachten.

Im regulären Reglerbetrieb sind die Druckschwankungen klein, so dass Modenbildänderungen nicht auftreten und die Frequenzstabilisierung stabil funktioniert, wie Experimente mit dem FIR-Laser zeigten.

In den Experimenten funktionierte der Regelkreis auch über Stunden wie Abbildung 3.6 zeigt. Allerdings wurde ein Abfall der Laserleistung beobachtet. Der Regelkreis stabilisiert nur die Laserfrequenz, nicht aber die Leistung. Der Leistungsabfall um etwa 3,7 % hat mehrere Ursachen. Mit dem Druckanstieg um 0,07 Torr ist das nicht zu erklären, wie Abbildung 3.5 zeigt. Der Haupteinfluss ist die Einstellschraube des Littrow-Gitters. Nach einigen Stunden Betriebszeit mit Leistungsabfall kann die Laserleistung fast wieder auf den alten Wert gebracht werden, indem das Littrow-Gitter neu justiert wird. Es ist also ein mechanisches Problem am Laser. Zudem strömt das Lasergas, nachdem es als Plasma brannte, am Germanium-Auskoppelspiegel vorbei und hinterlässt dort Ablagerungen. Die Ablagerungen verringern mit der Zeit die Resonatorgüte und das führt zu einer geringeren Ausgangsleistung und zu einer Neigung zur Instabilität des Lasers.

Neben dem Temperatureinfluss gibt es weitere Störeinflüsse, die nicht ausgeglichen werden können. Entscheidend ist allerdings die Stabilisierung der Pumpfrequenz, die durch den Regelkreis erreicht wird.

3.3. Regelkreis zur Frequenzstabilisierung des CO₂-Lasers

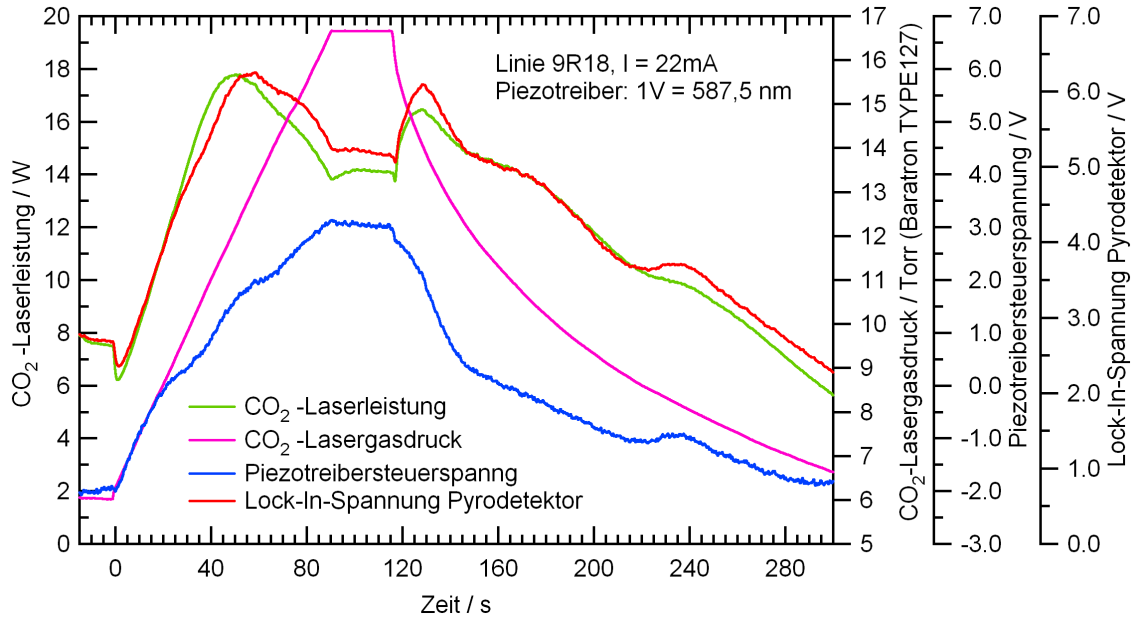


Abbildung 3.5.: Verhalten des Regelkreises zur Frequenzstabilisierung bei starker Variation des Laser-gasdrucks.

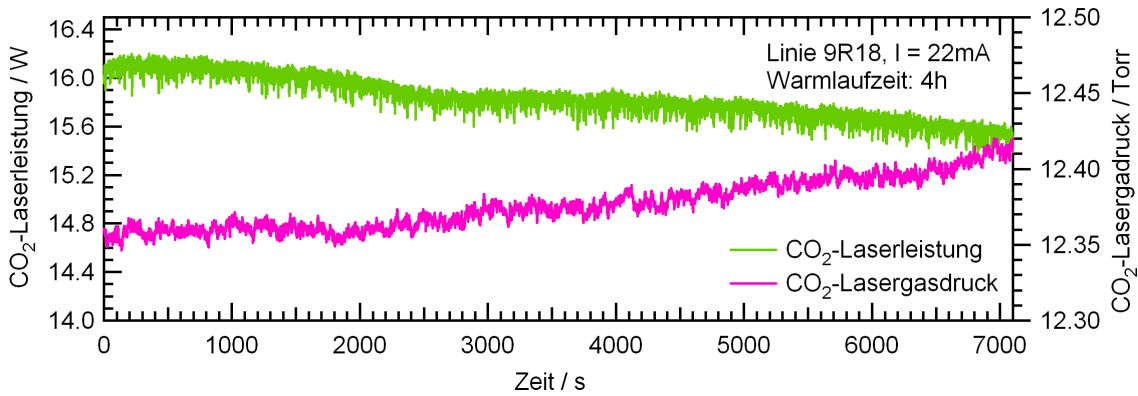


Abbildung 3.6.: Die Langzeitmessung der Laserleistung über 2 Stunden mit Regelung wurde nach einer Warmlaufzeit von 4 Stunden gestartet.

3.4. Regelkreis zur Leistungsstabilisierung des FIR-Lasers

Mit einem zweite Regelkreis kann der FIR-Laser in der Leistung stabilisiert werden. Dazu wird das Verstärkungsprofil genutzt, wie es zum Beispiel in Abbildung 2.11 gezeigt wurde. Eine Änderung der Spannung am FIR-Piezoaktor ΔU führt zu einer Längenänderung des FIR-Resonators Δl und damit zu einer Änderung der FIR-Leistung um ΔP . Wie das Prinzip in der Abbildung 3.7 (a) verdeutlicht, ist es davon abhängig, auf welcher Seite des Profils sich der Arbeitspunkt A oder B befindet. Davon abhängig steigt oder fällt die Leistung bei Erhöhung der Spannung hin zu den neuen Arbeitspunkten A' oder B' . So lassen sich thermisch bedingte Resonatorlängenänderungen ausregeln, um die Leistung konstant zu halten.

Gemessen wird die FIR-Leistung mit dem quasipotischen Koppler, der im THz-Mikroskop verbaut ist. Ändert sich, wie in Abbildung 3.7 (b) dargestellt, die Pumpleistung und dadurch die maximale FIR-Leistung von $P_{FIR,max}$ auf $P'_{FIR,max}$, kann das durch die Regelung ausgeglichen werden. Allerdings muss der Arbeitspunkt $P_{FIR,AP}$ unter der Leistung $P'_{FIR,max}$ liegen, damit das Regelprinzip funktioniert. In der Praxis bedeutet das, dass nur etwas weniger als die Hälfte der maximalen FIR-Laserleistung zur Verfügung steht, was oft unerwünscht ist. Aus diesem Grund wurde, besonders bei breiten und damit relativ stabilen Verstärkungskurven, wie zum Beispiel bei 762 GHz, auf die Regelung verzichtet und manuell auf maximale FIR-Leistung geregelt.

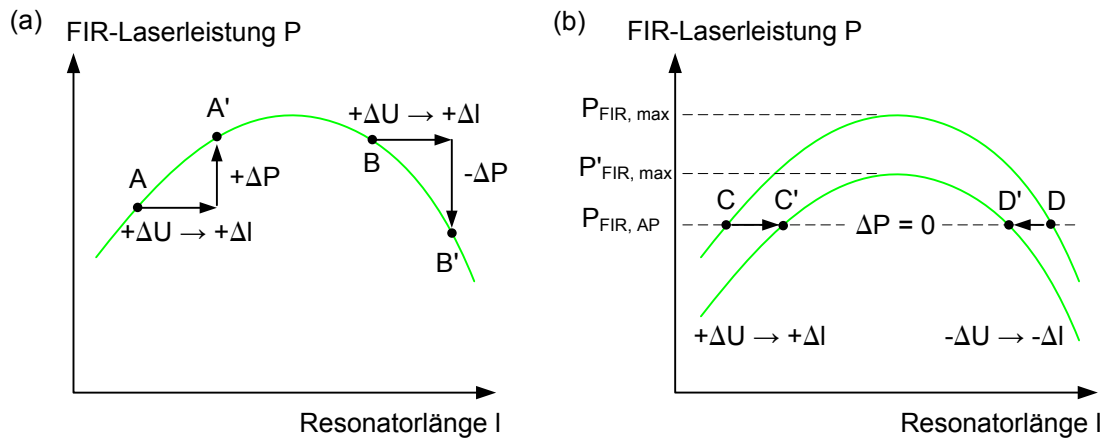


Abbildung 3.7.: (a) Prinzip: Die Piezospannung ändert die Leistung. (b) Im Arbeitspunkt C oder D kann bei Abfall der maximalen FIR-Leistung die Leistung durch eine Regelung konstant gehalten werden.

Im zweiten Regelkreis wird mit dem quasioptischen Koppler ein Teil FIR-Leistung ausgekoppelt und mit einem weiteren Pyrodetektor detektiert. Wie in der Abbildung 3.8

dargestellt, wird das Detektorsignal bandpassgefiltert, bevor es im Lichtschrankentakt des digitalen Choppers phasenempfindlich gleichgerichtet wird. Das Ausgangssignal des PI-Reglers wird auf einer Anzeige dargestellt, um die Funktion des Reglers zu überwachen.

Das FIR-Lasersystem und das THz-Mikroskop befinden sich auf zwei optischen Tischen. Nur ein Tisch, der des Lasersystems, ist pneumatisch gelagert. Durch den Regelkreis kann auch eine, durch eine geänderte Tischhöhe, geänderte FIR-Leistung nachgeregelt werden. Viel problematischer ist dabei allerdings, dass dann die Kunststofflinse im THz-Mikroskop nicht mehr im Apex getroffen wird und es zu Abbildungsfehlern kommt. Die Justage des Lasergasdrucks und der Resonatorspiegel wird weiterhin manuell vorgenommen.

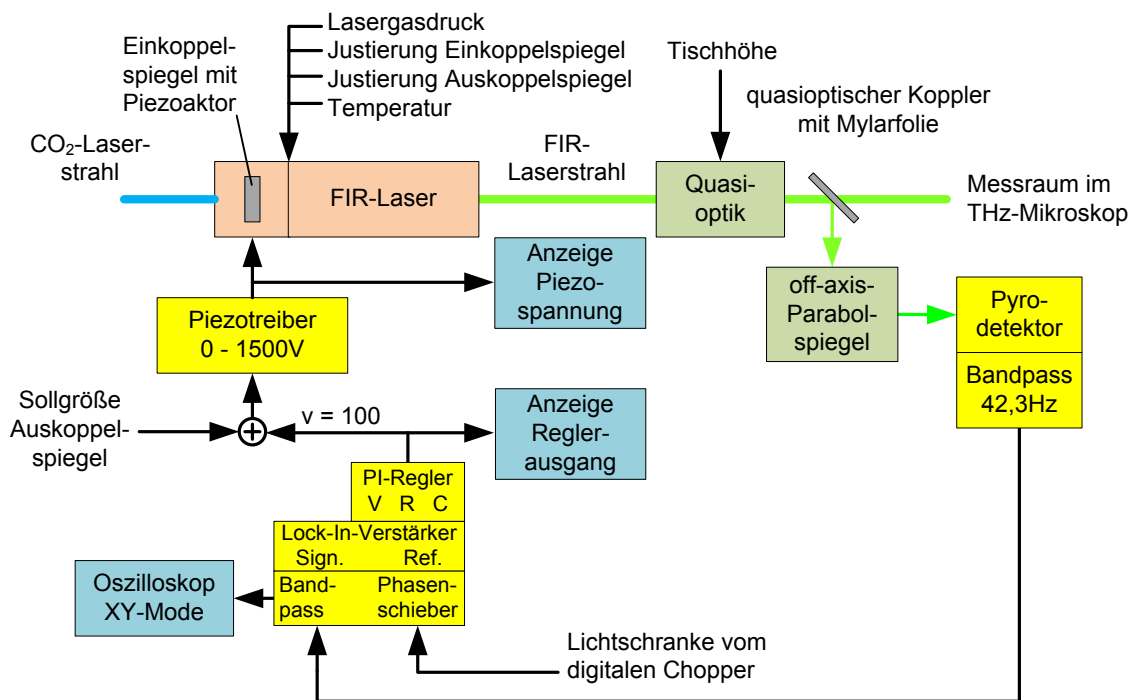


Abbildung 3.8.: Regelkreis zur Stabilisierung der FIR-Leistung.

Denkbar sind weitere Regler, die mit Herrn Prof. Dr. C. O. Weiß diskutiert, aber nicht umgesetzt wurden. Ein Problem bei den beiden verwendeten Regelkreisen ist, dass der CO₂-Laser im Maximum seiner Emissionslinie emittiert und zum optimalen optischen Pumpen oft ein Pumpfrequenzoffset gefordert ist. Es ist möglich, die CO₂-Laserstabilisierung auf den Chopper zu synchronisieren. Jeweils immer dann, wenn das FIR-Signal aus ist, kann die Stabilisierung wirksam sein und wenn das FIR-Signal an ist, wird der Piezospaltung eine feste Offsetspannung überlagert. So kann die CO₂-Laserfrequenz um einen Pumpfrequenzoffset verschoben und das optische Pumpen opti-

miert werden. Möglich ist auch, dass die CO₂-Laserstabilisierung das FIR-Detektorsignal nutzt und auf maximale Leistung regelt.

3.5. Auswirkungen von Störungen auf die Stabilität

Sehr empfindlich reagiert das optisch gepumpte FIR-Lasersystem auf akustische und mechanische Schwingungen, wie sie von den Vakuumpumpen und dem Kleinkühlersystem des THz-Mikroskops erzeugt werden. Auch für magnetische Störungen sind die Resonatoren anfällig, da die Invarstäbe (Eisen-Nickel-Legierung) mit der magnetischen Störfrequenz ihre Länge ändern. Dabei wird die optische Länge des Resonators gestört. Äußerst empfindlich reagieren beide Gaslaser auch auf Rückreflektion von Strahlungsleistung in den Resonator, der mit Instabilität der Ausgangsleistung antwortet. Nach [30] ist der verwendete gestreckte FIR-Laser grundsätzlich viel instabiler als ein FIR-Ringlaser. Der Vergleich der Laserstabilität des gestreckten Lasers mit dem Ringlaser zeigt danach beim Ringlaser mit $\pm 1\%$ eine höhere Stabilität gegenüber $\pm 8\%$ beim gestreckten Laser. Eine weitere Stabilitätsuntersuchung an einem gestreckten FIR-Laser einer anderen Gruppe [31] hatte FIR-Leistungsschwankungen im Bereich von $\pm 7\%$ ergeben. Durch Zuschalten eines ähnlichen Regelreises, wie er hier realisiert wurde, verringerte sich die FIR-Leistungsschwankung auf einen Bereich von $\pm 0,5\%$. Ein PI-Regler an einem Ringlaser nach [21] ermöglichte über Stunden eine Stabilität von $\pm 0,3\%$. Der verwendete Regelkreis ist in der Lage, akustische und mechanische Störungen bis zu einigen 10 Hz auszuregeln. Wie im Abschnitt 8.7.1 anhand von Messdaten am verwendeten System gezeigt wird, betragen die Schwankungen der FIR-Leistung etwa $\pm 15\%$. Mit dem Regelkreis waren die Schwankungen kleiner, wurden aber nicht durch eine Messung erfasst.

Rückreflektionen

Im Zeitbereich lassen sich die Auswirkungen der Störungen anhand der Signale der Pyrodetektoren 1 und 2 des CO₂-Lasersystems beobachten. Bei den im Folgenden vorgestellten Messergebnissen war die Chopperfrequenz mit 84,65 Hz noch genau doppelt so hoch, wie bei späteren Messungen verwendet. Dargestellt sind synchron zum Lichtschrankensignal des Choppers die Signale der beiden Pyrodetektoren, die für die Leistungsmessung und den Regler verwendet werden. Das Lichtschrankensignal ist zeitlich etwas versetzt, so dass die Flanken den Beginn eines Messfensters für die Messelektronik mit und ohne Strahlung markieren.

In der ersten Abbildung 3.9 war vor das Einkoppelfenster des FIR-Lasers ein Kalksand-Stein positioniert, der nahezu die gesamte Strahlung absorbierte. Wird der Stein entfernt und der FIR-Laser nahezu vollständig mit der Drehschieberpumpe evakuiert,

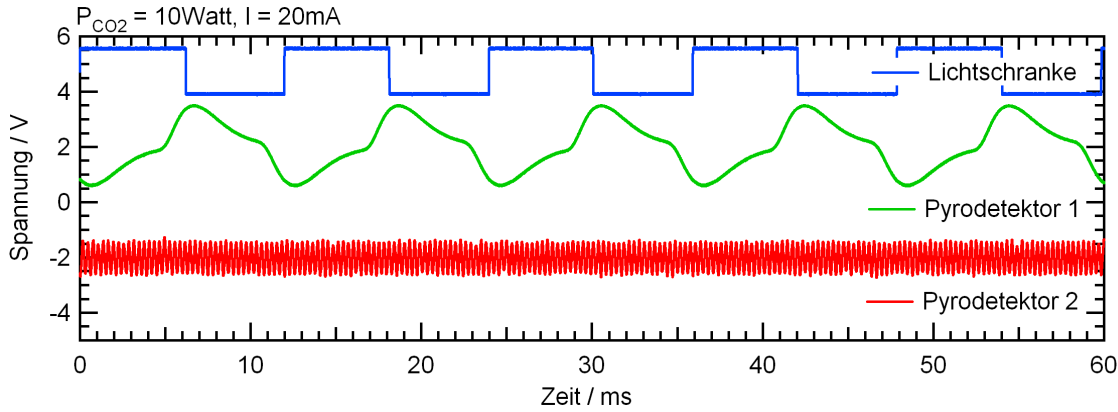


Abbildung 3.9.: Signale der Lichtschranke und der beiden Pyrodetektoren. Vor dem FIR-Einkoppelfenster befindet sich ein Kalk-Sand-Stein.

sind Störungen im Signal des Pyrodetektors 2 erkennbar, wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist. Sie sind synchron zum Öffne- und Schließzeitpunkt des Choppers. Der High-Pegel des Lichtschrankensignals markiert das Zeitfenster, in dem der Chopper geschlossen ist. In dieser Zeit sieht das Signal ähnlich aus wie zuvor. Bei offenem Chopper wird CO_2 -Laserstrahlung aus dem FIR-Resonator in den CO_2 -Laserresonator zurückreflektiert. Daraufhin wird die CO_2 -Laserleistung instabil. Es lassen sich, wenn ein längerer Zeitraum betrachtet wird, Hüllkurven mit einer Frequenz von einigen 10 Hz erkennen. Die Ursache sind akustische und mechanische Störungen. Dadurch variiert der Abstand zwischen den Laserfenstern, den Spiegeln und Linsen. Ein Großteil der störenden Reflektionen kommt aus dem FIR-Resonator. Die Modulation der Leistung kommt durch Interferenz.

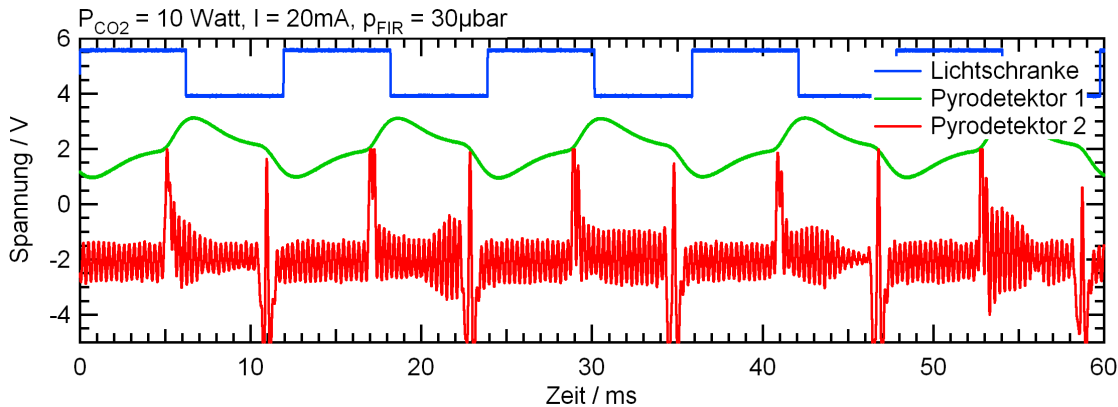


Abbildung 3.10.: Signale der Lichtschranke und der beiden Pyrodetektoren. Der FIR-Laserresonator ist leer.

Wird der FIR-Resonator mit dem Molekülgas Ameisensäure CHOOH mit dem Druck $p = 70 \text{ mTorr}$ gefüllt, welches die Pumpleistung absorbiert, werden die Reflektionen

3. Leistungsstabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems

geringer. Das Intensitätsverhältnis am Einkoppelspiegel nach zweimaligem Resonatordurchlauf mit der Länge $2 \cdot 180$ mm lässt sich berechnen, nach

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\kappa_p \cdot l \cdot p} . \quad (3.7)$$

Für eine häufig verwendete Pumplinie 9R18 (für 762 GHz) ist der Absorptionskoeffizient $\kappa_p = 4,90 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ bekannt aus [32]. Nach Gleichung 3.7 hat sich die Intensität auf etwa 30 % erniedrigt. Davon verlässt nur ein sehr kleiner Teil der Leistung den Resonator in Richtung CO₂-Laser. Im Gegensatz zu dem leeren Resonator werden auch Mehrfachreflektionen stark gedämpft. Klein werden die Reflektionen zudem durch eine leichte Verkipfung des Einkoppel- und Auskoppelfensters gegenüber der CO₂-Laserstrahlachse. Im Signal des Pyrodetektors 2 konnten die Störungen zum Zeitpunkt des Schaltens des Choppers nicht ganz verhindert werden, wie Abbildung 3.11 zeigt. Dadurch muss die Zeitkonstante des Lock-In-Verstärker relativ hoch gewählt werden. Als Verbesserung wäre es möglich, das Detektorsignal mit einer Schaltung im Umschaltzeitpunkt auf Null zu schalten, um so die Störungen auszublenden.

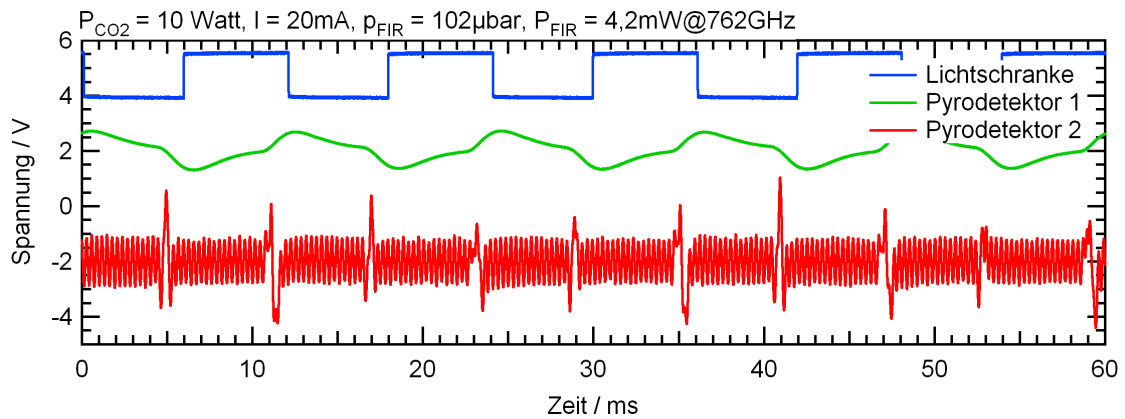


Abbildung 3.11.: Signale der Lichtschranke und der beiden Pyrodetektoren. Der FIR-Laser ist in Betrieb.

Umschalten eines Klappspiegels

Die Auswirkungen von kleinen mechanischen Störungen lassen sich beim Umschalten eines elektronischen Klappspiegels beobachten. Dieser ist in Abbildung 3.3 zu sehen und befindet sich für die Messung nicht im Strahlengang. Durch die Messung wird gezeigt, wie empfindlich das Lasersystem auf geringe mechanische Störungen reagiert und mit Instabilität der Leistung antwortet. In der Abbildung 3.12 ist zu erkennen, dass sich ab der Zeit $t = 0$ s für eine Zeitdauer von $\Delta t \approx 400$ s der Signalverlauf der beiden

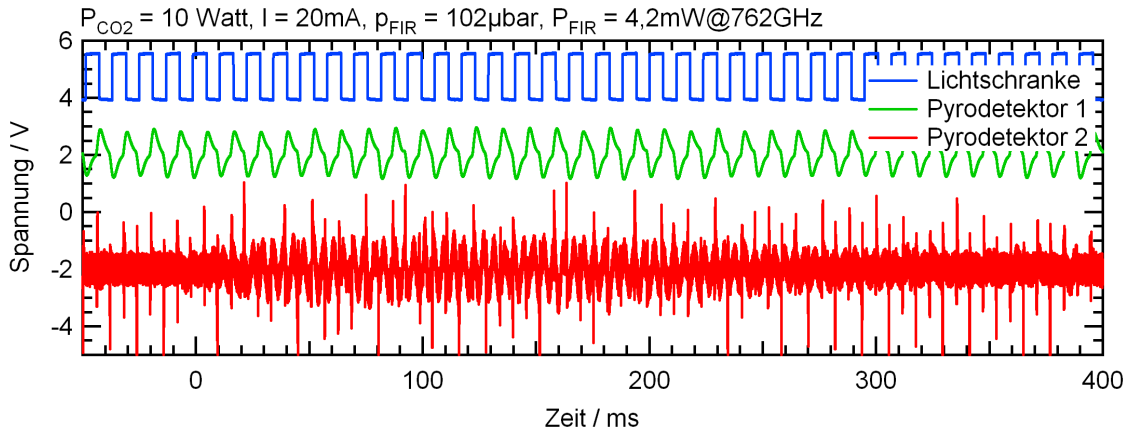


Abbildung 3.12.: Signale der Lichtschranke und der beiden Pyrodetektoren beim Umschalten eines Klappspiegels.

Detektoren ändert, was auf eine Änderung der Laserleistung hindeutet. In dem zeitlichen Ausschnitt der Messung in der Abbildung 3.13 ist die Hüllkurve einer Schwingung mit einer Frequenz von etwa 220 Hz zu erkennen. Da das Signal mit einem 3,4 kHz-Bandpass gefiltert ist, ist die Amplitude ein Vielfaches größer als in der Abbildung dargestellt. Angeregt durch den Umschaltvorgang des Spiegels schwingen die optischen Elemente mit ihrer Eigenfrequenz und modulieren die optische Weglänge zwischen den Lasern. So wird die Rückkopplung zeitabhängig und moduliert die Laserleistung. Der Regelkreis war für diese Messung ausgeschaltet.

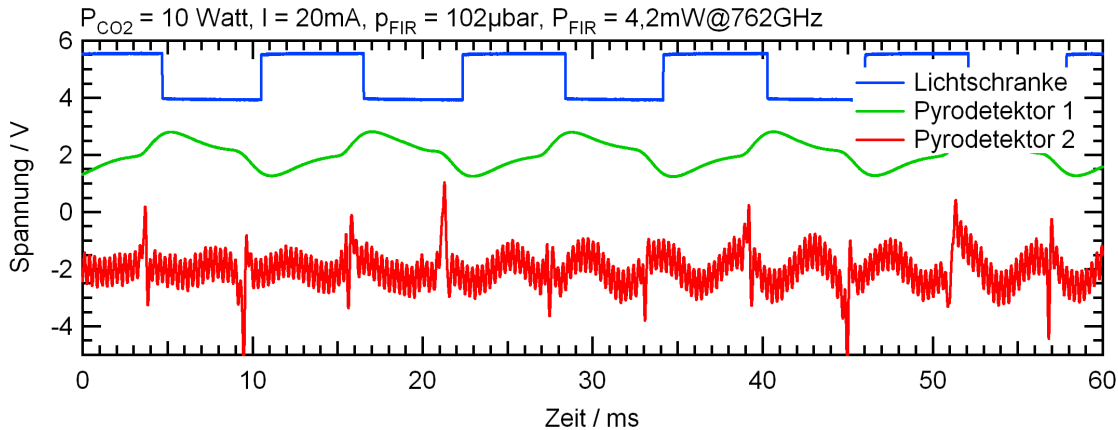


Abbildung 3.13.: Zeitlicher Ausschnitt der Signale der Lichtschranke und der beiden Pyrodetektoren beim Umschalten eines Klappspiegels.

Das Experiment mit dem Klappspiegel zeigt, wie empfindlich das Lasersystem mit dem gestreckten FIR-Laserresonator auf Störungen reagiert. Nach dieser Messung wurde noch der pneumatische optische Tisch außer Betrieb gesetzt und die schwere Platte des optischen Tisches auf Styroporstapeln als Ersatz gelagert. Dies war zwingend erfor-

3. Leistungsstabilisierung des optisch gepumpten FIR-Lasersystems

derlich, weil die variable Tischhöhendifferenz zum optischen Tisch des THz-Mikroskops für die Experimente im THz-Mikroskop störend war, da sich der Strahlverlauf dadurch änderte. Durch die schlechtere Lagerung koppeln mehr mechanische Störungen in das Lasersystem ein. Die im Abschnitt 8.7.1 beobachteten Schwankungen der Leistung von etwa $\pm 15\%$ limitieren das Auflösungsvermögen des THz-Mikroskops bei den Messungen der Strahlintensität.

4. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers und des FIR-Lasers

Sehr häufig ist die Leistungsverteilung eines Laserstrahls in der Grundmode quer zur Ausbreitungsrichtung gaußförmig. Das gilt auch, wenn ein Laser im Infrarot- oder im Ferninfrarotbereich Leistung emittiert. Dieses Kapitel soll das mathematische Werkzeug zur Beschreibung von Gauß-Strahlen in der Grundmode bereitstellen und sich den physikalischen Eigenschaften zuwenden. Es soll klären, wie sich ein Gauß-Strahl praktisch betrachtet im Raum ausbreitet, wie die Feldstärke- und Phasenverteilung im Abstand z aussehen, wie groß seine Divergenz ist und wie groß eine Apertur sein muss. Da ein solcher Strahl divergiert, wird man nicht darum herum kommen, ihn wieder zu bündeln, um ihn für ein Experiment zu verwenden. Das wird mit einem quasioptischen System erreicht. Hiermit soll die Grundlage geschaffen werden, um die Quasioptik zur Strahlungsübertragung in das THz-Mikroskop im Kapitel 5 zu beschreiben. Ziel ist es, die Strahleigenschaften am Ort der Messung im THz-Mikroskop vorherzusagen. Viele Grundgedanken des Kapitels beziehen sich auf das Buch von Goldsmith [33], das quasioptische Systeme beschreibt.

4.1. Ausbreitung eines Gauß-Strahls im freien Raum

Es gibt eine Reihe von Herleitungen der Mathematik der Gauß-Strahlen. An dieser Stelle werden zwei Herleitungen der Gauß-Strahlen kurz vorgestellt und gedeutet, für ausführliche Herleitungen sei auf [33] verwiesen. Ein intuitiver physikalischer Ansatz basiert auf dem Huygens-Fresnel Integral. Die Feldstärkeverteilung über eine geschlossene Fläche S in einer Bezugsebene sei gegeben. Jeder Punkt der Fläche S kann als Quelle einer Kugelwelle, einer Huygens-Welle betrachtet werden. Das totale Feld an irgendeinem beliebigen Punkt außerhalb der Fläche kann durch die Summation aller Teilwellen durch das Huygens-Fresnel Integral berechnet werden. Die Kugelwellen werden darin von Fresnel durch paraxiale paraboloiden Wellen angenähert. Diese paraxiale Näherung gilt für Ausbreitungsrichtungen bis 30° zur Achse quer zur Fläche S . Liegt in dieser Fläche eine gaußförmige Feldstärkeverteilung vor, mit dem Maximum im Ursprung, so liefert das Huygens-Fresnel Integral auch wieder eine gaußförmige Verteilung in einem Abstand z

4. Gauß-Strahlen des CO_2 -Lasers und des FIR-Lasers

auf der Ausbreitungsachse. Dabei ist die Verteilung verbreitert und die Maximalamplitude hat sich verringert. Das Huygens-Fresnel Integral ist also die Impulsantwort des Freiraums in der Fourieroptik. In der Literatur wird häufig nach paraxialen Lösungen der Helmholtz-Gleichung gesucht. Durch die Einführung der dazu notwendigen, komplexen Ortskoordinaten lässt sich dieser Ansatz physikalisch schwer interpretieren. Auch bei diesem Ansatz wird die parabolische Welle als paraxiale Näherung der sphärischen Welle angenommen. Wird eine gaußförmige Verteilung angenommen und in die Helmholtz-Gleichung eingesetzt, so ergibt sich die gleiche Lösung für die elektrische Feldstärke $E(r, z)$ wie beim Huygens-Fresnel Integral-Ansatz, die aufgrund der Symmetrie oft in Zylinderkoordinaten angenommen wird ¹:

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} \cdot e^{-ik \frac{r^2}{2k(z)}} \cdot e^{2i\phi(r, z)} \quad \text{mit} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} . \quad (4.1)$$

Die Gleichung 4.1 beschreibt den Gauß-Strahl im Grundmode und enthält drei Exponentialterme. Der erste beschreibt die Feldverteilung und damit die Intensität transversal zur Ausbreitungsrichtung. Der zweite Term ist verantwortlich für die Krümmung der Phasenfront und der dritte Term bestimmt die Phase. E_0 ist die Feldstärke im Ursprung $z = 0$ und $r = 0$.

4.1.1. Physikalische Parameter von Gauß-Strahlen

Das **transversale Profil** des Gauß-Strahls ist gaußförmig, daher der Name. Es wird für eine beliebige Position z der Strahlradius $w(z)$ definiert, bei dem die Feldstärke auf den Wert $\frac{1}{e}$ (ca. 36,8 %) im Vergleich zu dem Wert auf der Achse abgefallen ist. Dieser Wert entspricht einem Intensitätsabfall auf $\frac{1}{e^2}$ (ca. 13,5 %). In Abhängigkeit vom Abstand z entlang der Achse verhält sich der Strahlradius gemäß

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} , \quad (4.2)$$

mit

$$z_0 = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (4.3)$$

folgt

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} . \quad (4.4)$$

Der minimale Strahlradius, der an der Taille des Strahls (engl. beam waist), also bei $z =$

¹Es handelt sich um eine monochromatische Schwingung. Auf den zeitlichen Phasenfaktor $e^{i\omega t}$ wird im Folgenden verzichtet.

0 vorliegt, wird mit w_0 bezeichnet. Die Strahltaile kann auch eine virtuelle Strahltaile sein, sich also z.B. innerhalb oder jenseits der Strahlungsquelle befinden. Bei dem optisch gepumpten Ferninfrarotlaser, der für die folgenden Experimente als Quelle dient, ist das der Fall. Mit der Wellenlänge λ ergibt sich die **Rayleigh-Länge** z_0 nach Gleichung 4.3, die den Nahfeld- vom Fernfeldbereich trennt. Im Abstand der Rayleigh-Länge von der Strahltaile ist der Strahl auf

$$w \pm z_0 = w_0 \sqrt{2} \quad (4.5)$$

verbreitert. Die Rayleigh-Länge ist damit der Abstand, bei dem sich die Strahlfläche in Bezug auf die kleinste Taile verdoppelt hat. Der Abstand zwischen dem linken und rechten Punkt wird bi- oder **konfokaler Parameter** z_c genannt:

$$z_c = b = 2 \cdot z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} . \quad (4.6)$$

Für Abstände, die sehr groß gegen z_0 sind, divergiert der Strahl auf einer Geraden, wie in der geometrischen Strahloptik. Den Winkel zwischen dieser Geraden und der z-Achse nennt man die **Divergenz** θ_{Div} . Häufig wird auch der Öffnungswinkel des Strahls Θ angegeben. Wie stark sich der Gauß-Strahl aufweitet, hängt von der Taile und von der Wellenlänge ab.

$$\theta_{Div} = \frac{\Theta}{2} = \arctan\left(\frac{w_0}{z_0}\right) = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right) \approx \frac{\lambda}{\pi w_0} . \quad (4.7)$$

Der Winkel gilt im Bogenmaß. Für die praktische Verwendung im Gradmaß gilt:

$$\theta_{Div} \approx \frac{\lambda}{\pi w_0} \cdot \frac{180^\circ}{\pi} . \quad (4.8)$$

Für große Abstände $z \gg z_0$ gilt:

$$w(z) \approx w_0 \frac{z}{z_0} . \quad (4.9)$$

Grundsätzlich gilt: Ein stark kollimierter² Strahl divergiert sehr stark. Soll ein Strahl über große Entfernungen übertragen werden, so ist eine geringe Divergenz, also eine große Taile erforderlich. Die Divergenz ist auch von der Wellenlänge des Strahls abhängig und umso ausgeprägter, je größer die Wellenlänge, also je kleiner die Frequenz ist. Mit dem vorgestellten optisch gepumpten FIR-Lasersystem lassen sich Gauß-Strahlen erzeugen. Die niedrigste starke Emissionslinie, die vermessen wurde, liegt bei 584 GHz. Für diese

²In geometrischer Optik: fokussierter Strahl.

4. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers und des FIR-Lasers

Frequenz sind in der Abbildung 4.1 verschiedene Gauß-Strahlen dargestellt, die sich in der Taille unterscheiden. Die zweite Exponentialfunktion in Gleichung 4.10 mit dem

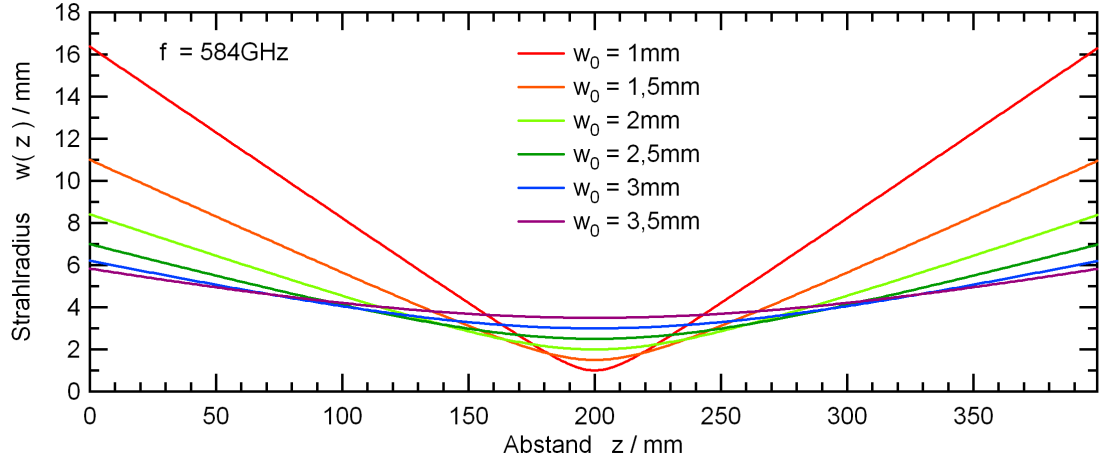


Abbildung 4.1.: Die Strahlprofile für verschiedene Gauß-Strahlen bei fester Frequenz stellen den Abfall der elektrischen Feldstärke auf den Wert $\frac{1}{e}$ dar.

imaginären Exponenten bestimmen die Phasenlage der Welle bei (r, z) . Dabei bestimmt der Parameter $R(z)$ anschaulich, wie stark die Phase an achsfernen Punkten verzögert ist. Der **Krümmungsradius** der Wellenfronten berechnet sich zu:

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right) , \quad (4.10)$$

mit Gleichung 4.3 folgt:

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0^2}{z} \right)^2 \right) . \quad (4.11)$$

Für verschiedene Tailen ist der Krümmungsradius R als Funktion des Abstandes z in der Abbildung 4.2 dargestellt. An der Stelle $z = 0$, also in der Strahltaille, ist die Krümmung unendlich, es handelt sich also an dieser Stelle um eine ebene Wellenfront. Der Krümmungsradius nimmt für zunehmenden Abstand ab und erreicht bei der Rayleigh-Länge z_0 ein Minimum. Für größere Werte steigt die Krümmung wieder an und wird für große Abstände proportional zu z , was einer Kugelwelle entspricht. Im Vergleich der Kugelwelle mit einer ebenen Wellenfront, deren Phase mit kz beschrieben werden kann, stellt sich eine **Phasenverschiebung** $\phi(r, z)$ ein. Sie ist gegeben durch:

$$\phi(r, z) = kz - \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) + \frac{\pi r^2}{\lambda R(z)} . \quad (4.12)$$

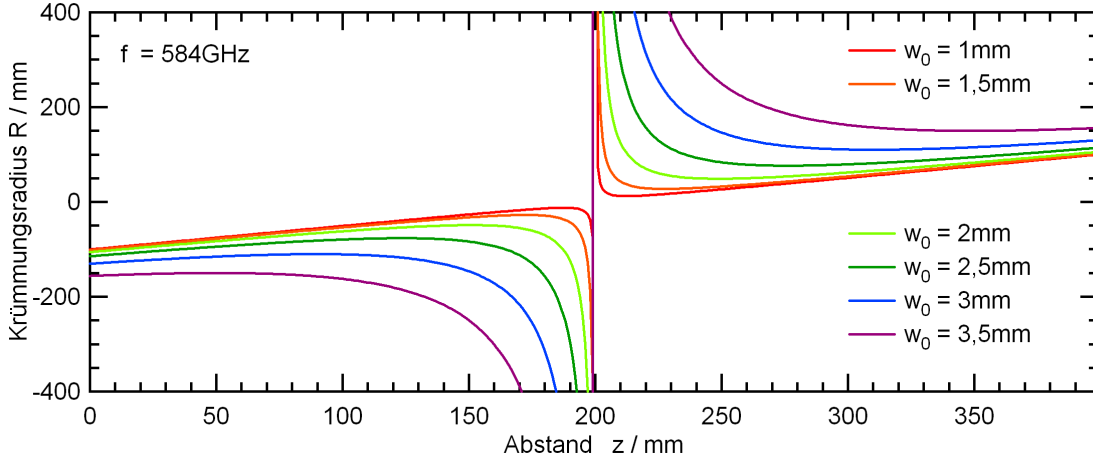


Abbildung 4.2.: Krümmungsradien für verschiedene Gauß-Strahlen bei fester Frequenz.

Auf der Ausbreitungsachse ist der letzte Term der Gleichung 4.12 Null. Beim Durchlauf der Taille aus dem Unendlichen ändert sich der Wert des zweiten Terms um π . Dieses Phänomen wird als Guoy-Effekt bezeichnet und beschreibt die Phasenänderung des Gauß-Strahls beim Durchlaufen der Strahltaile verglichen mit einer ebenen Welle, die die gleiche Strecke durchläuft.

4.1.2. Intensität und Leistung

Mit einer Nahfeldantenne, wie sie auf dem Josephson-Cantilever verbaut ist, lässt sich die Leistung eines Gauß-Strahls nicht direkt bestimmen, wie im Abschnitt 8.2 gezeigt wird. Eine Nahfeldantenne zeichnet sich dadurch aus, dass sie kleiner ist als die zu detektierende Wellenlänge. Da im allgemeinen der Strahldurchmesser einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht, kann die Antenne nur ein Signal proportional zu **Strahlintensität** $I(r, z)$ empfangen.

$$I(r, z) = \frac{1}{2} c_0 \epsilon_0 E^2(r, z) \quad \text{mit} \quad Z_0 = \frac{1}{c_0 \epsilon_0} = 377 \Omega . \quad (4.13)$$

Dabei ist Z_0 die Impedanz des Freiraums im Vakuum. Die elektrische Feldstärke $E(r, z)$ folgt der Gauß-Verteilung, so ergibt sich für die Intensität:

$$I(r, z) = \frac{1}{2} c_0 \epsilon_0 E_{(0)}^2 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad \text{mit} \quad E_0 = E(0, 0) = \sqrt{\left(\frac{2}{\pi w_0^2} \right)} . \quad (4.14)$$

Für einen bestimmten Abstand auf der Ausbreitungsachse hängt die Intensität vom Radius ab. Wird über die Fläche quer zur Ausbreitungsrichtung integriert, so ergibt sich

4. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers und des FIR-Lasers

für die Leistung P für zylindersymmetrische Intensitätsverteilungen:

$$P = \int_{r=0}^{\infty} \int_{\phi=0}^{2\pi} I(r, z) r \cdot dr \cdot d\phi \quad (4.15)$$

und

$$P = \frac{1}{2} c_0 \epsilon_0 E_0^2 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \int_{r=0}^{\infty} \int_{\phi=0}^{2\pi} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} r \cdot dr \cdot d\phi = \frac{1}{4} c_0 \epsilon_0 \pi w_0^2 E_0^2 \quad (4.16)$$

Mit einem Bolometer lässt sich die **Leistung** P bestimmen. Bei bekannter Strahltaile sind dann auch die elektrische Feldstärke und die Intensität an jedem Raumpunkt des Strahls bekannt. Intensität ist nichts anderes als eine Strahlungsdichte mit der Einheit $\frac{W}{m^2}$. Ist die Antennenwirkfläche der Antenne auf dem Josephson-Cantilever aus Simulationen bekannt, so lässt sich berechnen, wie viel Leistung die Antenne aus der Strahlungsdichte empfängt. Diese Abschätzung ist im Abschnitt 8.2 dargestellt. Mit nur einigen mW Leistung liefert der Ferninfrarotlaser nur ein schwaches Signal, das sich aufgrund der starken Divergenz im Raum verteilt und schnell zu einer Strahlungsdichte unterhalb der Nachweisgrenze des an der Antenne angeschlossenen Detektors führt. Zudem wird die Strahlung durch ein zu untersuchendes Experiment zusätzlich abgeschwächt. Die Intensität lässt sich darstellen als:

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad \text{mit} \quad I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} = \frac{1}{2} c_0 \epsilon_0 E_0^2 \quad (4.17)$$

Die Ausbreitungsachse lässt sich auf die konfokale Länge z_c normieren:

$$I(r, z) = I_0 \left(\left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \right) \quad (4.18)$$

Gesucht ist für ein Experiment ein Ort mit möglichst hoher Intensität. Nur im Bereich des Nahfeldes eines Gauß-Strahls tritt eine signifikante Intensitätserhöhung auf. Bereits im Abstand der Rayleigh-Länge ist die Intensität auf 50 % abgefallen, wie die normierte Darstellung in Abbildung 4.3 verdeutlicht. Die Gleichungen 4.16 und 4.18 zeigen, dass eine hohe Intensität nur erreicht werden kann, wenn der Gauß-Strahl auf eine kleine Taille kollimiert wird. Mit Verbreiterung des Strahldurchmessers sinkt die Intensität rasch. Für ein Experiment kann gefordert sein, dass die hohe Intensität in einem räumlich begrenzten Bereich liegt, der mit einer maximalen Strahlaufweitung einhergeht. Für einen maximal tolerierbaren Strahltaillenradius w_f ergibt sich ein Bereich um die Strahltaillenne, der **Schärfentiefe** Δz genannt wird. Aus Gleichung 4.4 folgt

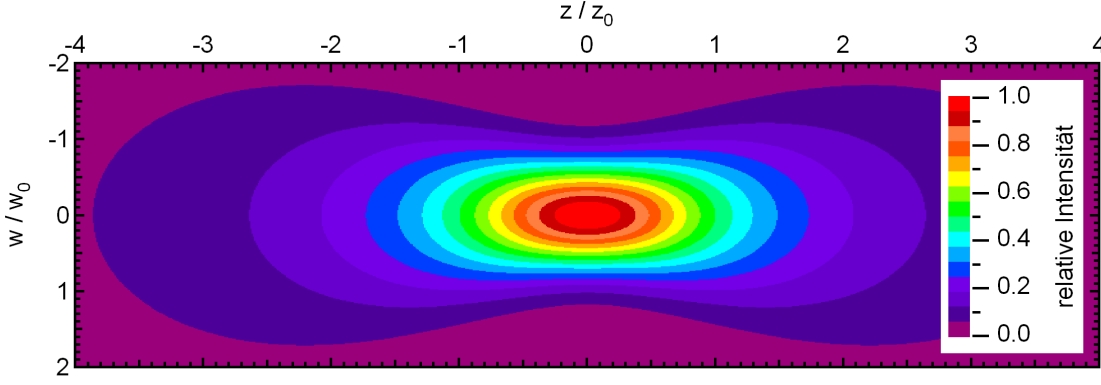


Abbildung 4.3.: Relative Leistungsdichtekontur des Gauß-Strahls im Grundmode.

für die Schärfentiefe:

$$\Delta z = \pm \frac{\pi \cdot w_f^2}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{w}{w_f}\right)^2 - 1} . \quad (4.19)$$

4.1.3. Randbelegung

Soll von einem Gauß-Strahl mit einem Bolometer oder mit einem pyroelektrischen Detektor die Leistung bestimmt werden, so führt der endliche Radius der Detektorapertur zu einem systematischen Messfehler, der korrigiert werden kann. Auch bei der Einkoppelung in das THz-Mikroskop wird ein Teil der Strahlleistung abgeschitten. Wie in Abbildung 4.1 gezeigt, divergiert ein Gauß-Strahl in der Grundmode stark, so dass im Experiment immer ein Teil der Strahlleistung abgeschattet wird. Das gilt für alle quasi-optischen Komponenten wie z.B. Linsen, Polarisationsgitter, Spiegel oder Vakuumfenster, die im Versuchsaufbau Verwendung finden. Mit der Randbelegung — oder englisch “edge taper“ T_e — lässt sich die Abschattung beschreiben. Das Intensitätsverhältnis der Intensität für einen beliebigen Radius r zu der Intensität auf der Ausbreitungsachse geht aus Gleichung 4.18 hervor. Das Intensitätsverhältnis an einer beliebigen Stelle z auf der Ausbreitungsachse lässt sich beschreiben mit:

$$\frac{I(r)}{I(0, z)} = e^{-\frac{2r^2}{w^2}} . \quad (4.20)$$

mit

$$I(0, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 . \quad (4.21)$$

Für einen gegebenen Außenradius der Apertur r_e lässt sich als Randbelegung das relative

4. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers und des FIR-Lasers

Leistungsdichteverhältnis angeben. Der Anteil der Leistung, der in den Bereich außerhalb einer Kreisscheibe mit dem Radius r_e fällt, ist durch die Randbelegung beschrieben:

$$T_e(r_e) = e^{\frac{-2r_e^2}{w(z)^2}} . \quad (4.22)$$

Die Randbelegung wird häufig in dB angegeben:

$$T_e(dB) = -10 \log(T_e) = 8,686 \left(\frac{r_e}{w}\right)^2 , \quad (4.23)$$

oder

$$\frac{r_e}{w} = 0,3393 \cdot (T_e(dB))^{0,5} \quad (4.24)$$

mit

$$0,3393 = (20 \log(e))^{-\frac{1}{2}} . \quad (4.25)$$

Es lässt sich nun bestimmen, welcher Teil der Leistung eines Gauß-Strahls $F_e r_e$ durch eine Apertur mit dem Durchmesser $D = 2 \cdot r_e$ hindurch geht:

$$F_e(r_e) = \frac{2}{\pi w^2} \int_{r=0}^{r_e} 2\pi r e^{\frac{-r^2}{w^2}} = 1 - e^{\frac{-r_e^2}{w^2}} = 1 - T_e(r_e) . \quad (4.26)$$

In der Tabelle 4.1 sind die Randbelegung und der Anteil der transmittierten Leistung $F(r_e)$ für ausgewählte r_e berechnet. Damit ist es möglich zu bestimmen, wie groß der Durchmesser der quasioptischen Komponenten dimensioniert werden muss. Wird der Durchmesser $D = 4w$ gewählt, so passieren 99,97 % der Leistung das Hindernis. Allerdings ist die Bestimmung der Leistung nur ein Aspekt. Zu beachten ist zusätzlich, dass Aperturen, insbesondere scharfkantige, zu Beugungseffekten führen, auch wenn der abgeschnittene Teil der Leistung noch so klein ist, wie [33] warnt. Die Beugung führt dazu, dass das Intensitätsprofil nicht mehr gaußförmig ist, sondern ein Rippel aufweist. Nach [34] muss die Apertur mindestens einen Durchmesser von

$$D = 4,6w \quad (4.27)$$

aufweisen, damit dieser Rippel kleiner als 1 % wird.

4.1.4. q-Parameter

Ein Gauß-Strahl in der Grundmode ist durch die Angabe der maximalen elektrischen Feldstärke, der Polarisation, der Wellenlänge, der Ausbreitungsrichtung, der Lage der Taille und der Tailenweite eindeutig bestimmt. Eine praktische Bedeutung für die Be-

Tabelle 4.1.: Randbelegung T_e und transmittierte Leistung $F(r_e)$ für den Gauß-Strahl in der Grundmode.

r_e/w	$T_e(r_e)$	$F(r_e)$	$T_e(dB)$	r_e/w	$T_e(r_e)$	$F(r_e)$	$T_e(dB)$
0	1,0000	0,0000	0,0	0,8	0,2780	0,7220	5,56
0,1	0,9802	0,0198	0,09	1	0,1353	0,8647	8,69
0,2	0,9231	0,0769	0,39	1,5	0,0111	0,9889	19,54
0,4	0,7262	0,2739	1,39	2	$3,4 \cdot 10^{-4}$	0,9997	34,74
0,6	0,4868	0,5133	3,13	2,5	$3,7 \cdot 10^{-6}$	0,9999	54,28

schreibung der Strahlausbreitung hat der komplexe Parameter:

$$q(z) = z + jz_0 = z + j \frac{\pi w_0^2}{\lambda} . \quad (4.28)$$

Ist dieser Parameter bekannt, so lassen sich die Regeln der Matrizenoptik aus der geometrischen Optik anwenden. Damit können die Strahleigenschaften hinter einem optischen System, welches sich durch die ABCD-Matrizen beschreiben lässt, berechnet werden [33]. Es bietet sich besonders für komplexe Systeme an, da sich die ABCD-Matrix, die das gesamte System beschreibt, einfach durch Multiplikation der Matrizen der einzelnen Komponenten ergibt. Voraussetzung dafür ist aber, dass die Matrizen der optischen, beziehungsweise quasioptischen Komponenten bekannt sind. Nachteilig ist zudem, dass der Strahlverlauf innerhalb des Systems verborgen bleibt. In dieser Arbeit war es anschaulicher und hilfreicher, die Strahlverlaufsberechnung auf Basis der gaußschen Linsengleichung aufzubauen, wie im Kapitel 5.2 vorgestellt ist.

4.1.5. Höhere Moden

Der Gauß-Strahl in der Grundmode ist die einfachste Lösung der Helmholtz-Gleichung. In einigen Experimenten wurden Leistungsanteile in höheren Moden beobachtet, die durch das jeweilige quasioptische System entstanden sind. Die elektrische Feldstärkeverteilung eines sich ausbreitenden Strahls, in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, kann als Superposition verschiedener Gauß-Hermite- oder Gauß-Laguerre-Moden dargestellt werden, die auch Lösungen der Helmholtz-Gleichung sind. Höhere Gauß-Laguerre-Moden in Zylinderkoordinaten haben radial und azimuthal Feldstärkemaxima und Nullstellen. Ähnliches gilt für Gauß-Hermite-Moden in kartesischen Koordinaten. Würden diese Moden in Reinform und nicht als Überlagerung vieler Moden auftreten, wären sie sehr interessante Untersuchungsobjekte für das THz-Mikroskop, zumal die unterschiedlichen Maxima zusätzlich unterschiedliche Polarisierung aufweisen können. Leider sind die höheren Moden bei allen Messungen in dieser Arbeit nur unerwünschte Überlagerungen zu der erwünschten Grundmode. Grundsätzlich wurden die quasiopti-

schen Experimente so aufgebaut, dass möglichst wenig Leistung in höhere Moden oder Kreuzpolarisation gestreut wurde. Oberstes Ziel war die Erhaltung der Grundmode, um die Strahlungsverhältnisse im THz-Mikroskop beschreibbar zu machen.

4.2. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers

Die Laserstrahlung verlässt den CO₂-Laser größtenteils als Gauß-Strahl in der Grundmode. Aus der Resonatorgeometrie des Lasers lassen sich die Strahlparameter ableiten, die die Grundlage für die Auslegung einer Infrarotoptik bildet. Mit dieser Optik wird der Laserstrahl in eine kleine Taille transformiert, um die Strahlleistung in den FIR-Laser einzukoppeln.

In einem symmetrischen Resonator mit zwei gleichen Spiegeln mit dem Radius R_m im Abstand L_m gibt es eine stabile Mode, wenn der Radius der Spiegel dem Krümmungsradius der Wellenfronten entspricht. Die Eigenschaft wird nicht gestört, wenn die Symmetrie durch das Einfügen eines Planspiegels, oder wie im Fall des CO₂-Lasers eines frequenzselektiven Littrow-Gitters, aufgebrochen wird. In beiden Fällen, die in Abbildung 4.4 dargestellt sind, ist der rechte Spiegel teildurchlässig. Die Strahlung verlässt den Resonator durch den so genannten Auskoppelspiegel im Divergenzwinkel 2Θ .

In der Betriebsanleitung zu dem CO₂-Laser von Edinburgh Instruments, der in den Versuchen verwendet wurde, sind die Resonatorlänge mit $\frac{1}{2}L_m = 1,78$ m und der Auskoppelspiegelradius mit $R_m = 7,5$ m angegeben³. Für den Wellenlängenbereich des Lasers von $9 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 11 \mu\text{m}$ lässt sich aus diesen Angaben die Divergenz der Strahlung berechnen und erlaubt so, die Aperturbelegung der ersten ZnSe-Linse im Strahlengang zu berechnen. Die zwei ZnSe-Linsen im Strahlengang bilden ein Teleskop und es lassen sich die Strahlparameter hinter diesem bestimmen.

Aus dem Krümmungsradius der Wellenfront des Gauß-Strahls, der durch Gleichung 4.11 beschrieben wird, lässt sich die konfokale Länge berechnen. Dazu muss der Radius der Spiegel am Resonatorende dem Krümmungsradius der Wellenfronten entsprechen:

$$z_0 = \sqrt{(R(z) - z)z} \quad \text{mit} \quad z = \frac{1}{2}L_m \quad \text{und} \quad R(z) = R_m . \quad (4.29)$$

Damit folgt:

$$z_0 = \sqrt{\left(R_m - \frac{1}{2}L_m\right) \frac{1}{2}L_m} . \quad (4.30)$$

Unter Verwendung der Gleichung 4.3 lässt sich die Strahltaille finden, die sich im Fall

³Der Auskoppelspiegel aus Germanium hat eine Reflektivität von 75 % und ist keilförmig geschliffen, um den Etaloneffekt zu vermeiden.

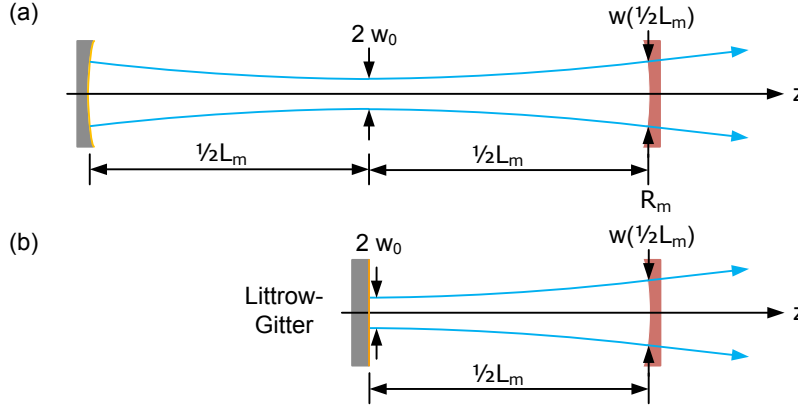


Abbildung 4.4.: (a) Symmetrischer Resonator mit konfokalen Endspiegeln und (b) halbsymmetrischer Resonator mit Littrow-Gitter, der dem des CO₂-Laserresonators entspricht.

des CO₂-Laserresonators an der Stelle des Littrow-Gitters befindet:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \sqrt[4]{\left(R(m) - \frac{1}{2}L_m\right) \frac{1}{2}L_m} . \quad (4.31)$$

Die Kenntnis der Strahltaile und der konfokalen Länge genügen, um den Strahlradius an einer beliebigen Stelle auf der Ausbreitungsachse nach Gleichung 4.2 zu berechnen. Am Auskoppelfenster hat sich der Strahl auf:

$$w\left(\frac{1}{2}L_m\right) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\frac{1}{2}L_m^2}{\left(R_m - \frac{1}{2}L_m\right)\frac{1}{2}L_m}} = w_0 \sqrt{\frac{R_m}{R_m - \frac{1}{2}L_m}} \quad (4.32)$$

aufgeweitet. Aus den Angaben aus der Betriebsanleitung und dem Wellenlängenbereich des Lasers ergeben sich für die Strahltaile am Littrow-Gitter: $3,02 \text{ mm} \leq w_0 \leq 3,34 \text{ mm}$ und für den Strahldurchmesser am Auskoppelspiegel $3,46 \text{ mm} \leq w(L_m) \leq 3,82 \text{ mm}$. Der Gauß-Strahl verlässt den Resonator mit einer Divergenz im Fernfeld mit $z \ll z_0$ von $1,90 \text{ mm} \leq \Theta \leq 2,10 \text{ mm}$ nach Gleichung 4.7. Nach Gleichung 4.30 lässt sich die konfokale Länge, die Nah- und Fernfeldbereich trennt, zu $z_0 = 3,19 \text{ m}$ berechnen. Dabei wird von der Strahltaile an der Stelle des Littrow-Gitters gemessen. Die erste ZnSe-Linse im Abstand von $0,97 \text{ m}$ hinter dem Auskoppelfenster befindet sich mit $z = 2,75 \text{ m}$ also im Nahfeldbereich des Gauß-Strahls. In diesem Abstand hat sich der Gauß-Strahl auf $3,99 \text{ mm} \leq w(z = 2,75 \text{ m}) \leq 4,41 \text{ mm}$ aufgeweitet. Der Linsenhalter mit einem Aperturdurchmesser von $D = 24 \text{ mm}$ erfüllt also das $D = 4,6w$ -Kriterium.

Aus den gefundenen Systemparametern wurde der Strahlenverlauf des CO₂-Lasers in Abbildung 4.5 berechnet, der sehr gut mit Messwerten übereinstimmt. Die Strahltrans-

4. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers und des FIR-Lasers

formation durch das Teleskop wird im nächsten Kapitel vorgestellt. In der Taille zwischen den Linsen des Teleskops befindet sich der Chopper. Dadurch wird der Übergang zwischen bestrahlten und unbestrahlten Bildpixeln im THz-Mikroskop sehr kurz und das Messfenster breit. Allerdings darf der Chopper niemals anhalten, da die hohe Strahlintensität den Chopper beschädigen würde. Aus dem gleichen Grund ist die Taille auf dem Einkoppelfenster zu vermeiden. Am Auskoppelfenster hat sich der Strahl fast auf den Durchmesser des Wellenleiters aufgeweitet, wie das zuvor in der Abbildung 2.5 gezeigt wurde. Eine leichte Dejustage verhindert störende Rückreflexe vom Auskoppelspiegel in den CO₂-Laser.

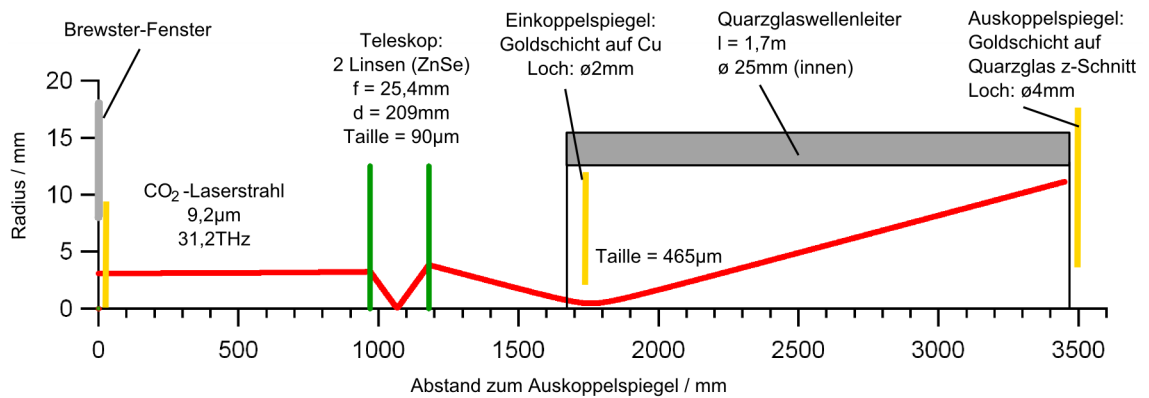


Abbildung 4.5.: Einkopplung der CO₂-Laserstrahlung in den FIR-Laser mit Hilfe eines Teleskops.

4.3. Gauß-Strahlen des FIR-Lasers

Zunächst soll untersucht werden, wie die Strahlung am Auskoppelspiegel des FIR-Lasers in den Freiraum abgestrahlt wird. Als Antenne kann die Region definiert werden, die zwischen einer Wellenleitung und dem freien Raum liegt. Ihre Aufgabe ist, als Sendeanenne die Strahlung gezielt in eine Richtung abzugeben und genau diese Eigenschaft der Abstrahlung soll in diesem Unterkapitel näher untersucht werden.

Im Mikrowellen- und Ferninfrarotbereich sind Aperturantennen unterschiedlichster Gestalt üblich [68]. Die Aperturantenne des FIR-Lasers ist der Auskoppelspiegel des Laserresonators und besteht aus einem kreisrunden, 400 µm dünnen z-cut-Quarzglasfenster mit 35 mm Durchmesser. Das Fenster ist auf der Resonatorseite bis auf einen, in der Mitte ausgesparten, Kreis mit 4 mm Durchmesser mit einer Goldschicht bedampft, die den Resonatorspiegel darstellt. Das Fenster ist von innen auf einen Flansch aufgeklebt, der sich durch zwei Mikrometerschrauben zur Resonatoreinstellung verkippen lässt. Durch das Loch im Spiegel, welches die Apertur der Antenne darstellt, verlässt die Strahlung den dielektrischen Quarzglashohlleiter des Resonators in den Freiraum. Zum Schutz der

Wellenleitung vor Umwelteinflüssen werden häufig die Antennenaperturen mit einem dielektrischen Material verschlossen, dessen Dicke einem Vielfachen der halben Wellenlänge entspricht. Dieser Lambda-halbe-Transformator ist in einem kleinen Frequenzbereich für die ausgesendete Strahlung transparent. Im Fall des Auskoppelspiegels entspricht die optische Dicke des Fensters mehreren Wellenlängen, um die geforderte Stabilität der Druckbelastung des höheren atmosphärischen Drucks gegenüber dem Laserinnendruck zu erreichen. Durch die planparallelen Fensterflächen wird ein Etalon mit einer frequenzabhängigen Transmission gebildet, diese Etaloneigenschaft des Fensters wird aber im Folgenden vernachlässigt. Vielmehr interessieren wir uns für die Abstrahlcharakteristik der Apertur, die sich aus dem Fresnel-Kirchhoffschen Beugungsintegral bei bekannter Feldstärkeverteilung in der Ebene der Apertur berechnen lässt.

4.3.1. Beugung an der kreisrunden Apertur

Im Folgenden wird angenommen, dass die Feldstärke E_A der Welle, die aus dem Hohlleiter auf den Spiegel in der Ebene σ fällt, über der kreisrunden Apertur mit dem Radius a konstant ist und dass es sich um eine ebene Wellenfront handelt. Das Fresnel-Huygens-Prinzip besagt, dass ein nicht durch den Spiegel abgeschirmter Punkt der Wellenfront zu einem bestimmten Zeitpunkt eine Quelle sekundärer Elementarwellen, also Kugelwellen, bildet. Die Frequenz der Elementarwellen stimmt mit der der einfallenden Primärwelle überein. Gesucht ist die elektrische Feldstärke der Strahlung in einem beliebigen Punkt Q in der Beobachtungsebene Σ im Fernfeld. Dazu müssen alle Elementarwellen aus der Apertur, unter Berücksichtigung der Phasen und Amplituden, zum Beugungsbild überlagert werden. Die Geometrie ist in der Abbildung 4.6 dargestellt. Dieser Ansatz basiert auf der skalaren Beugungstheorie von Kirchhoff. Skalar heißt hier, dass jede Komponente der Aperturfelder separat behandelt wird, ohne Berücksichtigung von Kopplung. Dieser Ansatz ist gültig, wenn die Apertur groß relativ zur Wellenlänge λ ist. Das ist hier erfüllt, aber es gibt kleine Abweichungen in den Messergebnissen, die im Abschnitt 4.3.3 diskutiert werden. Bei dieser Methode bleibt die Polarisation im Fernfeld erhalten. Die Integration der Elementarwellen über die Aperturebene in Zylinderkoordinaten ergibt die Feldstärke E_B in einem Raumpunkt in der Beobachtungsebene im Abstand R :

$$E_B(q, \Phi) = \frac{E_{B,max}}{R} e^{-jkR} \int_{\rho=0}^a \int_{\varphi=0}^{2\pi} e^{j(\frac{k\rho q}{R} \cos \varphi)} \rho d\rho d\varphi \quad \text{mit} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} . \quad (4.33)$$

Die Auswertung des Flächenintegrals führt mit $\sin \theta = \frac{q}{R}$ auf eine Abhängigkeit von der Zylinderfunktion erster Art und erster Ordnung J_1 :

$$E_B(\theta) = \frac{E_{B,max}}{R} e^{-jkR} 2\pi a^2 \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} . \quad (4.34)$$

4. Gauß-Strahlen des CO_2 -Lasers und des FIR-Lasers

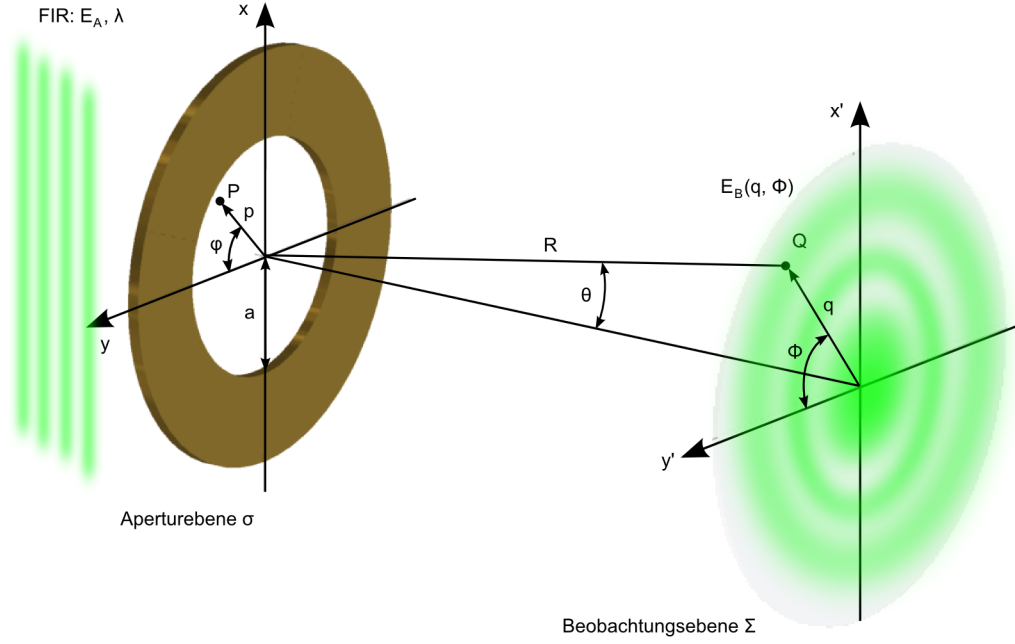


Abbildung 4.6.: Geometrie zur Berechnung des Beugungsbildes hinter der kreisrunden Apertur.

Für die Leistungsdichte des Beugungsbildes I_B ist der Freiraumwellenwiderstand Z_0 nach Gleichung 4.13 zu berücksichtigen mit:

$$I_B = \frac{E_B E_B^*}{2Z_0} . \quad (4.35)$$

Damit folgt:

$$I_B(\theta) = I_B(0) \left[\frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right]^2 \quad \text{mit} \quad I_B(0) = \frac{E_{B,max}^2 a^2 \pi}{2R^2} . \quad (4.36)$$

Diese Verteilung der Leistungsdichte wird auch als Airy-Funktion oder als PSF (engl. point spread function) bezeichnet. Für die Beschreibung als Gauß-Strahl, die durch Experimente gerechtfertigt ist, interessiert der Abfall der Intensität vom zentralen Maximum auf den Wert $\frac{1}{e^2} = 13,5 \%$, der für $J_1(r) = 2,5838$ erreicht ist. Ein Vergleich mit einem Gauß-Profil nach Gleichung 4.17 mit der Airy-Funktion nach Gleichung 4.36 in Abbildung 4.7 zeigt, dass der Fehler im Bereich einiger Promille liegt. Aus der Strahlbreite ergibt sich mit dem Durchmesser des Auskoppelfensters $D = 2a$ ein Divergenzwinkel des Strahls, der das Fenster verlässt:

$$\sin \theta = \frac{2,5838}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{D} = 0,822 \cdot \frac{\lambda}{D} . \quad (4.37)$$

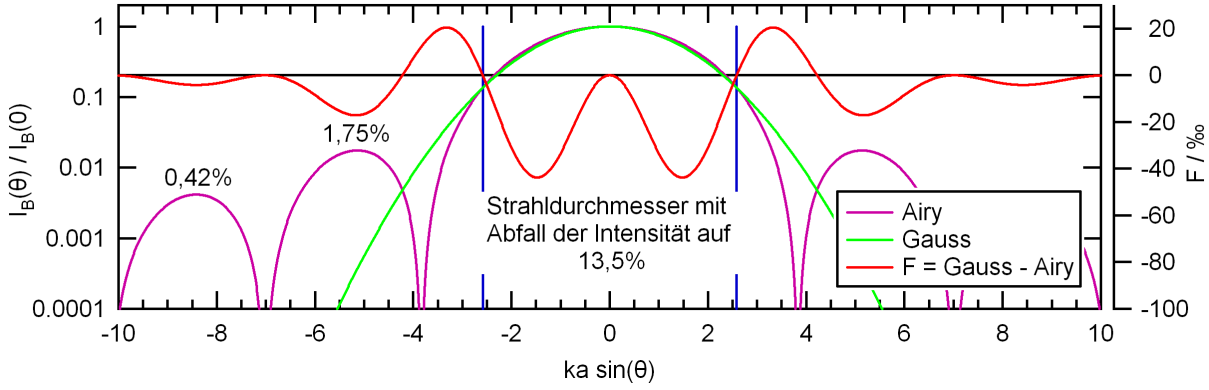


Abbildung 4.7.: Vergleich zwischen Gauß- und Airy-Verteilung. Die maximale Intensität des ersten Beugungsringes beträgt 1,75 %, die des zweiten 0,42 % bezogen auf das zentrale Maximum.

Dieser Zusammenhang ist auch von fundamentaler Bedeutung für das Auflösungsvermögen von Teleskopen und Mikroskopen mit kreisrunden Aperturen, wie [68] diskutiert. Ein kleiner Auskoppelfensterdurchmesser und eine große Wellenlänge führen zu großer Divergenz der Strahlung. Im Experiment gibt es zwei feste Durchmesser von 4 mm und 6 mm. Der Durchmesser beeinflusst die Laserausgangsleistung und es gibt einen optimalen Durchmesser, wie [35] an theoretischen Resonatormodellen gezeigt hat. Mit der Gleichung 4.7 lässt sich ein Gauß-Strahl finden, der in der Auskoppelspiegelebene σ eine Taille hat:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi \arcsin(0,822 \cdot \frac{\lambda}{D})} . \quad (4.38)$$

Durch diese Gleichung und die im folgenden Kapitel vorgestellte Quasioptik lässt sich dieser Gauß-Strahl in andere Gauß-Strahlen transformieren und so in das THz-Mikroskop einkoppeln. Mit der Gleichung 4.3 für die Rayleigh-Länge ist der Gauß-Strahl vollständig beschrieben.

Für drei starke FIR-Laserlinien sind die Richtdiagramme des Auskoppelspiegels in der Abbildung 4.8 und die dazugehörigen Antennenparameter in der Tabelle 4.2 dargestellt. Weitere Parameter sind der Literatur [68] zu entnehmen.

Einen Überblick einiger Antennenparameter über den Frequenzbereich des FIR-Lasers verschafft die Abbildung 4.9. Zusätzlich zu der Taille, der Rayleigh-Länge und der Divergenz nach den zuvor genannten Gleichungen ist der Richtfaktor D_0 angegeben. Dieser Faktor, der hier für die Ausbreitungsrichtung der Strahlung gilt, bezieht die Strahlungsintensität in dieser Richtung relativ zu einer Referenzantenne. Diese Referenzantenne ist ein isotroper Strahler mit einem Richtfaktor von eins. Der Richtfaktor kann aus dem Divergenzwinkel gewonnen werden und spielt im Kapitel 8 eine Rolle.

4. Gauß-Strahlen des CO₂-Lasers und des FIR-Lasers

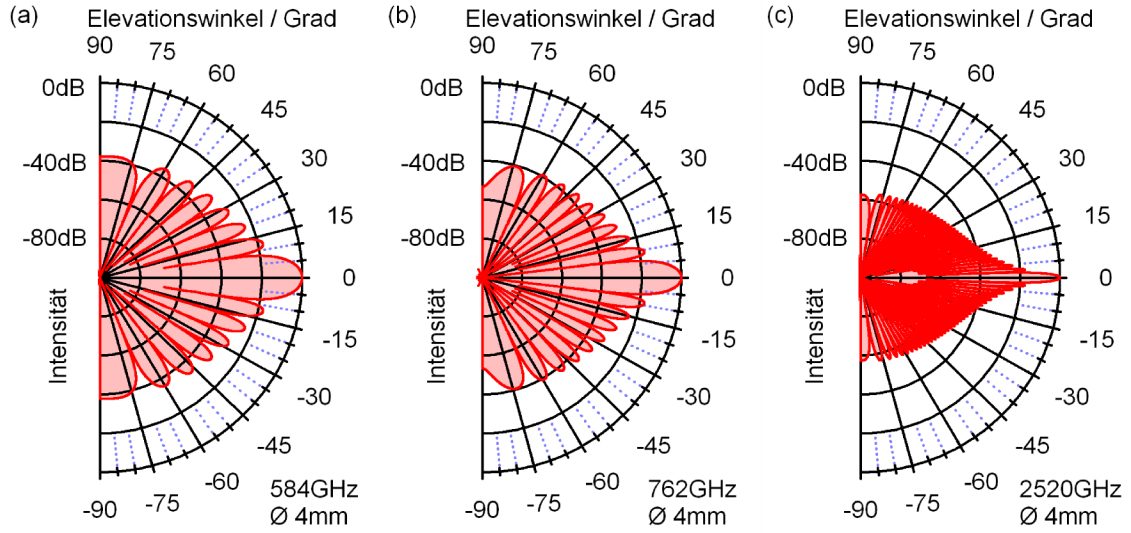


Abbildung 4.8.: Omnidirektionale Richtdiagramme der kreisrunden Aperturantenne mit 4 mm Lochdurchmesser in Polarkoordinaten für einige FIR-Laserlinien. (a) 584 GHz (b) 762 GHz und (c) 2520 GHz.

Tabelle 4.2.: Einige Kenndaten der kreisrunden Aperturantenne für die verschiedenen Frequenzen.

Apertur \varnothing 4 mm	584 GHz	762 GHz	2520 GHz
Maximum: 0 dB	0°	0°	0°
halbe Intensität: -3 dB	3,74°	2,87°	0,86°
1/e ² -Intensität: -8,68 dB	6,06°	4,96°	1,40°
1. Nullstelle	8,95°	6,89°	2,06°
1. Nebenkeule: -17,57 dB	12,10°	9,25°	2,79°
2. Nullstelle	15,65°	12,96°	3,81°
2. Nebenkeule: -23,81 dB	20,12°	15,28°	4,57°
Richtfaktor D	503	854	9476

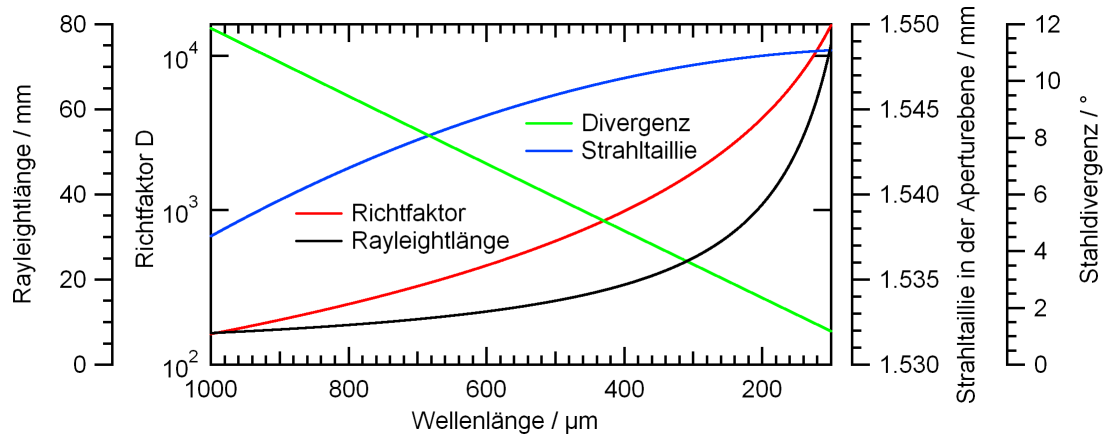


Abbildung 4.9.: Einige Aperturantennenparameter im Frequenzbereich von 300 GHz bis 1 THz für einen Lochdurchmesser von 4 mm im Auskoppelspiegel des FIR-Lasers.

4.3.2. Messung der Gauß-Strahlen des FIR-Lasers mit dem Modenbildscanner

Es wurde eine Mechanik gebaut, die es erlaubt, einen pyroelektrischen Detektor zeilenweise in der Beobachtungsebene durch den Laserstrahl zu bewegen, um die örtliche Intensitätsverteilung zu messen. Durch die Variation des Beobachtungsebenenabstands ergibt sich ein räumlicher Überblick. Gesteuert wurde die Mechanik des so genannten Modenbildscanners in der Abbildung 4.10 (a) von einer Schaltung, die mit programmierbarer Logik in einem CPLD aufgebaut wurde. Über DIL-Schalter wurden die Bildgröße, Zeilenanzahl und Verfahrensgeschwindigkeit eingestellt. Entwickelt wurde auch eine Schrittmotorendstufe für die Motoren. Diesen Aufbau hat Dipl.-Ing. Torben Gerke in seiner Studienarbeit [19] eingesetzt und sehr viele Strahlprofile im Frequenzbereich des FIR-Lasers vermessen. Er hat gezeigt, dass die Gauß-Strahlbeschreibung zulässig ist. In seiner Bachelorarbeit [36] hat Magnus Blume eine neue Schrittmotorsteuerung auf der Basis eines Mikrocontrollers entwickelt, die in der Abbildung 4.10 (b) dargestellt ist. So wurde der Modenbildscanner durch die übersichtliche Menüführung auf einem LCD-Display und einfache Bildparametereingabe zu einem intuitiv und ergonomisch bedienbaren Gerät. Durch den Modenbildscanner wurden die Untersuchungen der Laserstrahlprofile und der quasioptischen Elemente, wie Linsen und Beugungsgitter ermöglicht. Exemplarisch ist ein Versuchsaufbau mit dem Modenbildscanner in der Abbildung 4.10 (a) dargestellt. Einzelheiten zu dem Versuch mit dem Beugungsgitter sind [36] zu entnehmen.

Ein Vergleich am Beispiel einiger gemessener Strahlprofile in verschiedenen Abständen z hinter dem Auskoppelfenster bei einer Frequenz von 2520 GHz in Abbildung 4.11 zeigt eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten.

Mit einem Bolometer dicht hinter dem Fenster wurde die maximale Strahlleistung $P = 6$ mW gemessen. Durch eine Verallgemeinerung der Gleichung 4.16 lässt sich aus dem Strahlradius w_z die maximale elektrische Feldstärke E_z auf der Ausbreitungsachse berechnen. Dieser Parameter ist für numerische Simulationen von Antennen mit Gauß-Strahlanregung von Relevanz und kann aus den Messdaten bestimmt werden.

$$E_z = \sqrt{\frac{4P}{c_0 \epsilon_0 \pi w_z^2}} \quad (4.39)$$

Die Tabelle 4.3 fasst die Daten der Auswertung der Strahlprofile zusammen. Dargestellt sind: Die maximale gemessene Detektorsignalamplitude $I_{z,max}$, der Strahlradius w , die maximale elektrische Feldstärke $E_{z,max}$ nach Gleichung 4.39 und der Divergenzwinkel θ . Die Gleichung 4.37, die für eine kreisrunde Aperturantenne gilt, ergibt mit $D = 4$ mm einen Divergenzwinkel im Fernfeld von $\theta = 1,397^\circ$. Mit einer Rayleigh-

4. Gauß-Strahlen des CO_2 -Lasers und des FIR-Lasers

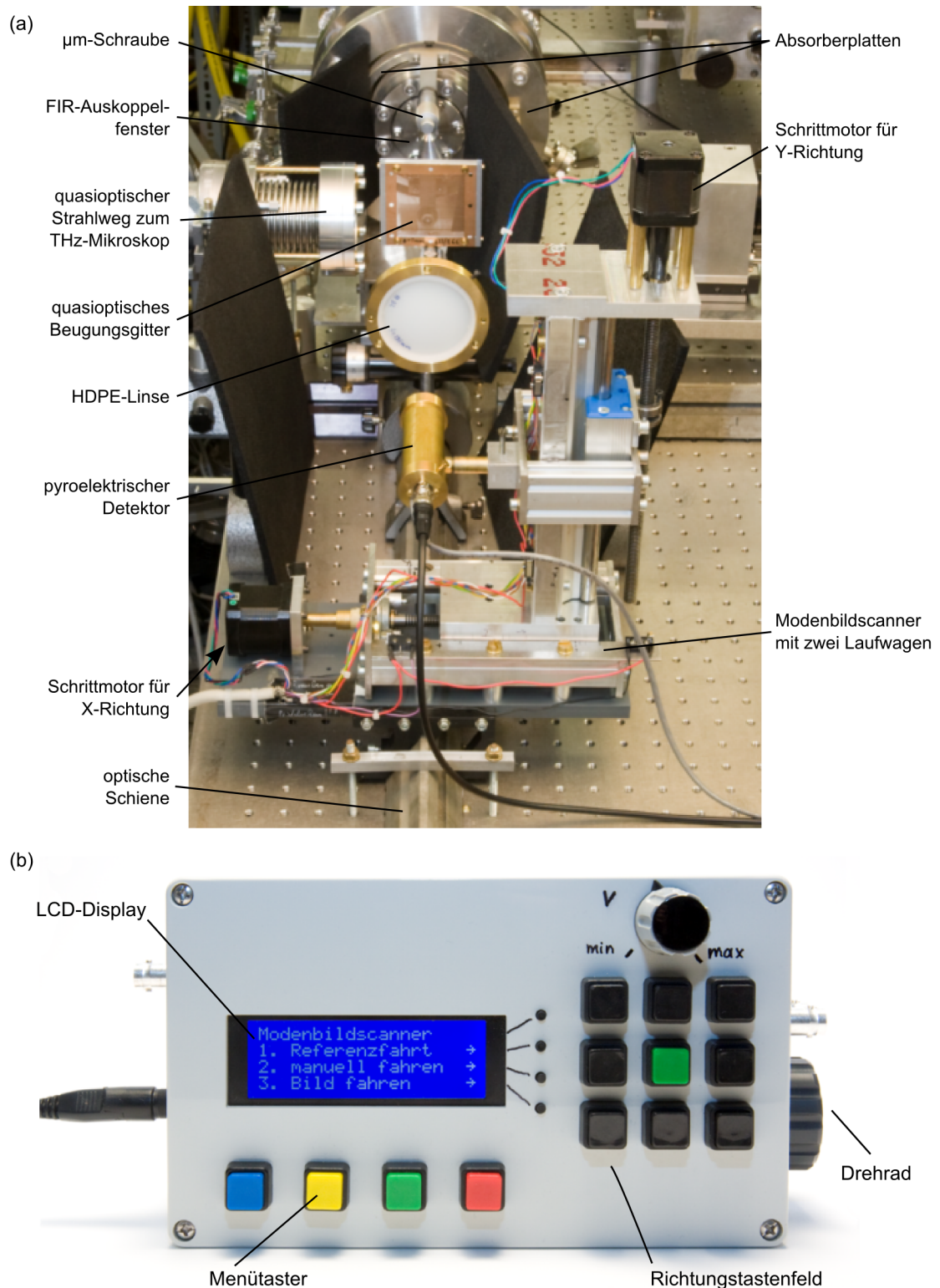


Abbildung 4.10.: (a) Messaufbau mit dem Modenbildscanner im Strahlengang des FIR-Lasers. Bei einer Frequenz von 5,576 THz wurde ein Beugungsgitter untersucht. (b) Neue Modenbildscannersteuerung von Magnus Blume [36].

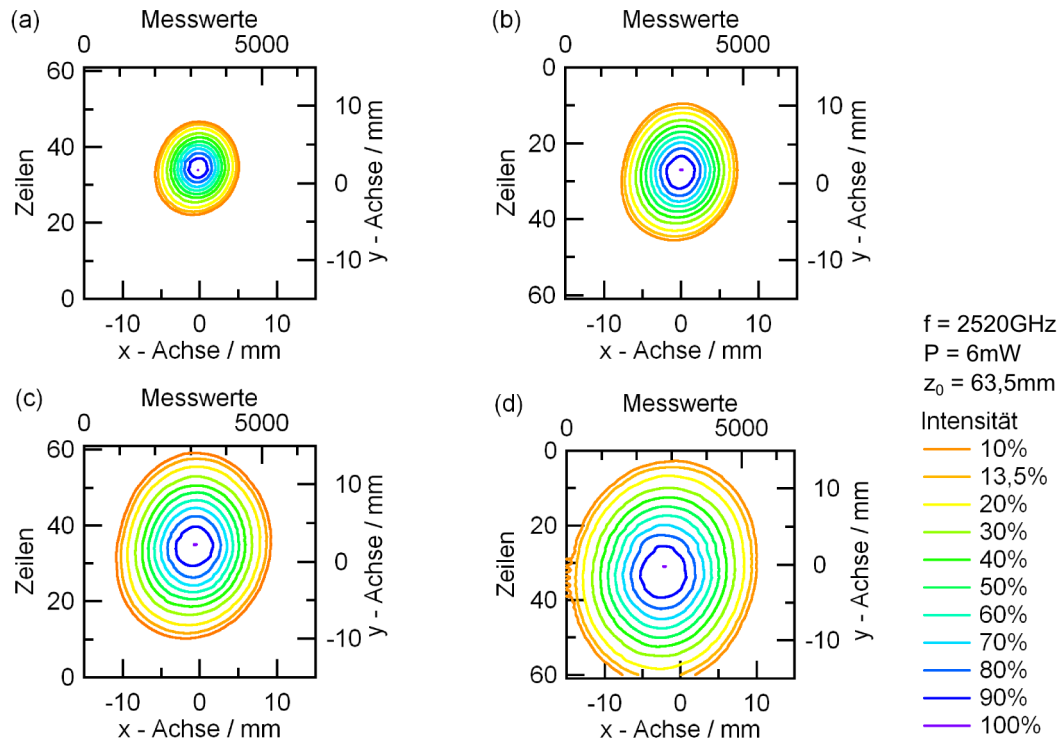


Abbildung 4.11.: Gemessene Strahlprofile und Auswertung in vier verschiedenen Abständen z zum Auskoppelfenster. (a) $z = 170$ mm, (b) $z = 270$ mm, (c) $z = 370$ mm und (d) $z = 470$ mm.

4. Gauß-Strahlen des CO_2 -Lasers und des FIR-Lasers

Tabelle 4.3.: Daten der Strahlprofile für die verschiedenen Messabstände.

z	170 mm	270 mm	370 mm	470 mm
$I_{z,max}$	4,88 V	2,35 V	1,27 V	0,49 V
w_x	5,2 mm	7,1 mm	9,7 mm	13,7 mm
w_y	5,5 mm	8,7 mm	11,1 mm	13,4 mm
$E_{z,max}$	9,95 kV/m	6,78 kV/m	5,15 kV/m	4,27 kV/m
θ	1,82°	1,68°	1,61°	1,53°

Länge von $z_0 = 63,5$ mm nach Gleichung 4.3 und 4.7 befinden sich alle vier Messungen im Übergangsbereich zum Fernfeld. So wird der berechnete Divergenzwinkel erst für größere Abstände erreicht. Die Auswertung zeigt die Gültigkeit der Gleichung 4.37. Für die Freiraumwellenlänge $\lambda = 118,7$ mm lassen sich die Gauß-Strahlparameter aus der Abbildung 4.9 ablesen. Diese sind für eine Auslegung einer Gauß-Strahloptik relevant.

4.3.3. Ursachen für zu kleine Intensität der Beugungsringe

Die vorherige Untersuchung der Beugung an der kreisrunden Apertur sagt radiale Beugungsringe um das zentrale Maximum vorher, die auch in den Experimenten beobachtet werden konnten. Allerdings waren sie, wenn sie überhaupt messbar waren, schwächer als die Gleichung 4.36 vorhersagt. Der erste Beugungsring in der Abbildung 4.12 für $z = 270$ mm ist nur halb so hoch, wie erwartet. Im realen Fall gibt es eine Reihe von Abweichungen von den zuvor gemachten Annahmen, die hier kurz diskutiert werden sollen. Zum einen ist die auf den Auskoppelspiegel einfallende, angenommene Welle nicht planar. Im Resonator schwingt ein HE_{11} -Mode mit einem zentralen Maximum und einem

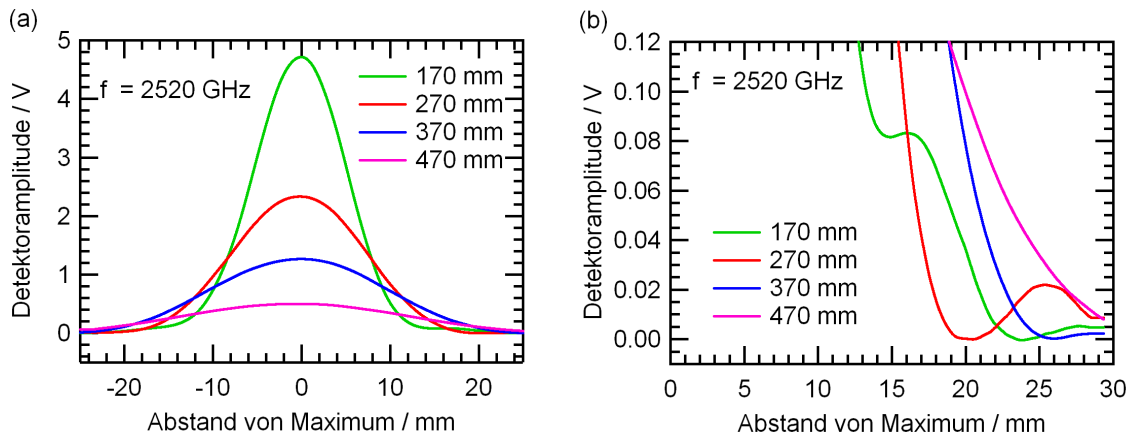


Abbildung 4.12.: (a) Amplituden des Detektorsignals in der Mitte der vier oben dargestellten Strahlprofile bei 2520 GHz im Vergleich. (b) Im Fernfeld bei $z = 270$ mm ist ein Beugungsmaxima erkennbar. Für größere Abstände ist das Messfenster zu klein, für kleinere Abstände befindet sich das Profil nicht im Fernfeld.

Abfall der Intensität bis hinein in die Glasrohrwand auf Null. Dem Beugungsbild in der Beobachtungsebene entspricht die zweidimensionale Fourier-Transformierte der Feldverteilung der einfallenden Welle. Ein Spezialfall dieser Fensterung wäre eine gaußförmige Feldstärkeverteilung in der Ebene σ . Durch die gaußförmige Aperturbelegung wäre auch das Beugungsbild gaußförmig, also ohne Beugungsringe. Die kreisrunde Apertur, die durch Bedampfen einer Schattenmaske entstand, hat keinen scharfen Rand. Zwischen Maske und Quarzglas war bei der Herstellung ein Abstand von ca. 0,6 mm. Es handelt sich um eine weiche Blende im Bezug auf die zweidimensionale Fourier-Transformation. Eine weiterer Spezialfall wäre eine Gauß-Blende mit einem gaußförmigen Rand, die auch wieder ein gaußförmiges Beugungsbild als Folge hätte. Das Verhältnis von Aperturdurchmesser zu Wellenlänge ist klein und liegt im Bereich von ca. 10 und ist damit klein. Dadurch tritt eine Kopplung zwischen den Feldkomponenten auf und die skalare Beugungstheorie von Kirchhoff, die angenommen wurde, ist nicht mehr vollständig gültig. In der Diplomarbeit von A. Gürtler [37] (Universität Freiburg) wurden ähnliche Probleme an Halbleiterantennen untersucht. Dort wurde als Erweiterung der skalaren Beugungstheorie die vektorielle Beugungstheorie eingeführt und daraus ein Gleichungssatz erarbeitet, mit dem sich die elektrische Feldstärke im Nah- und Fernfeld berechnen lässt, wenn die Aperturbelegung bekannt ist.

Alle Effekte zusammen führen zu einer nahezu gaußförmigen Leistungsverteilung im Fernfeld, wie die Messungen bestätigen. Das Einfügen von quasioptischen Elementen, wie zum Beispiel einer Linse mit einem endlichen Durchmesser, führt zu einer weiteren Fensterung und somit einer räumlichen Filterung. Höhere Fourier-Komponenten des Strahls, wie zum Beispiel die Beugungsringe, werden weggefiltert und es bleibt nur eine Welle mit der niedrigsten Ortsfrequenz, nämlich dem Gauß-Strahl, in der Grundmode übrig.

5. Strahlungsübertragung vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop

In Kapitel 4 ist gezeigt, dass ein Gauß-Strahl, der die FIR-Laser-Aperturantenne verlässt, für Abstände größer als die Rayleigh-Länge z_0 signifikant divergiert. Der Strahlradius w_z nimmt zu und die Krümmung der Wellenfront R_z ändert sich. Damit der Laserstrahl im THz-Mikroskop untersucht werden kann, muss dieser wieder gebündelt werden. Dazu werden in dieser Arbeit Linsen und Spiegel verwendet. Sie verändern den Strahlradius und die Krümmung, so dass aus dem divergierenden Strahl ein konvergierender wird. Im Gegensatz zur geometrischen Optik, bei der die Wellenlänge gegen Null geht, gibt es durch die Beugungsbegrenzung in der Quasioptik keinen Fokus und auch keinen Brennfleck. Man spricht von der Transformation von Strahltaillen. Der in der geometrischen Optik zur Beschreibung von optischen Systemen übliche ABCD-Matrix-Formalismus kann auch auf quasioptische Systeme angewendet werden, wie [33] zeigt. Dies wurde durchgeführt und die gefundenen Gleichungen dienen in der Arbeit zur Beschreibung der Strahlungsübertragung. Drei ähnliche Übertragungssysteme wurden für die Messungen aufgebaut und werden diskutiert. Zur Justage der Systeme und um ein leistungsproportionales Signal für den FIR-Laserregelkreis zu erhalten, wurde ein quasioptischer Koppler entwickelt, der hier vorgestellt wird. Einige Grundgedanken des Kapitels beziehen sich auf ein Skriptum von Kämpfer [34], das quasioptische Systeme beschreibt.

5.1. Dielektrische Linsen für den THz-Bereich

Verschiedene Kunststoffe sind im THz-Bereich transparent und eignen sich zum Bau von dielektischen Linsen, Kopplern und Fenstern. Einen sehr guten Überblick mit Messwerten zu diversen Polymerkunststoffen zeigt [38]. Aufgrund der großen Wellenlänge im Vergleich zur Optik lassen sich die Linsen auf numerisch gesteuerten Maschinen fertigen. Auf diese Weise entstanden in der Institutswerkstatt auf einer numerisch gesteuerten Fräsmaschine verschiedene Linsen aus Teflon (PTFE Polytetrafluoroethylene) und Polyethylen mit hoher Dichte (HDPE Polyethylene high density). Die Linsenoberflächen wurden auf einer Drehmaschine mit feinem Schleifpapier nachbehandelt. Mehrere Stunden in einem 90°C heißen Wasserbad lösten mechanische Spannungen durch

die Fertigung. Diverse Linsengeometrien sind möglich. Eine sehr ausführliche Übersicht zusammen mit Abbildungsfehlern und Weitwinkeleigenschaften von dielektrischen Linsen entstand in einer Arbeit [39], in der es darum ging, ein bildgebendes System im Millimeter-Wellenlängenbereich aufzubauen. Demnach ergibt sich aus der Diskussion über die optische Weglängengleichheit von Strahlen, die durch die Linse verlaufen, eine einfache Gleichung, die als Hyperboloidfläche eine Linsenoberfläche mit dem Radius $r(\alpha)$ beschreibt:

$$r(\alpha) = \frac{(n-1)f}{n \cos \alpha - 1} . \quad (5.1)$$

Die Gleichung beschreibt die konvexe Kontur, die in der Abbildung 5.1 mit einer planen Rückseite dargestellt ist. Nur eine Linsenhälfte ist dargestellt, die Struktur ist zylindersymmetrisch. Mit dem Linsendurchmesser D_{Linse} , der Brennweite der Linse f , der Linsendicke t_0 und dem Brechungsindex¹ des Linsenmaterials n ist die Linsenkontur eindeutig festgelegt:

$$r_0^2 = (f + nt_0)^2 = (f + t_0)^2 + \frac{D_{Linse}^2}{4} . \quad (5.2)$$

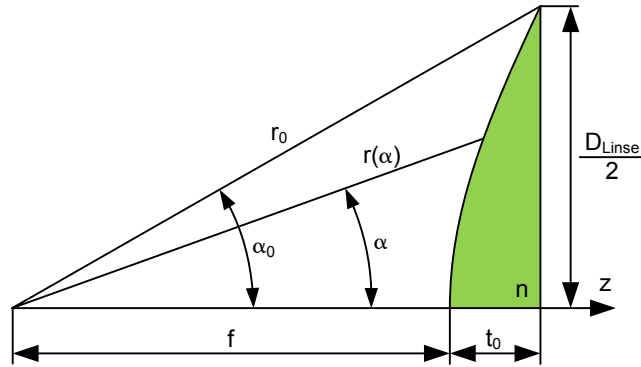


Abbildung 5.1.: Plano-konvexes Hyperboloid als Linsengeometrie.

Aus dieser Gleichung wurden die Daten für die numerische Fräsmaschine gewonnen. Für große Brennweiten f ist die Oberflächenabweichung — verglichen mit einer Kugelkalotte — sehr gering und im Bereich der Fertigungstoleranzen. Es wurden auch diverse bi-konvexe Linsen mit Kugelkalottenoberflächen gebaut, die nach der Linsenschleiferformel aus der geometrischen Optik berechnet wurden:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) . \quad (5.3)$$

¹Nach [38]: $n_{HDPE} = 1,54$ und $n_{PTFE} = 1,38$ im FIR-Bereich.

Angemerkt sei, dass einer der beiden Radien R_1 oder R_2 negativ sein muss. Für weitere Informationen sei auf [74] verwiesen. Insgesamt wurden 16 verschiedene Linsen gefertigt und damit verschiedene quasioptische Systeme aufgebaut und untersucht. Einige Beispiele der gefertigten Linsen zeigt die Abbildung 5.2.

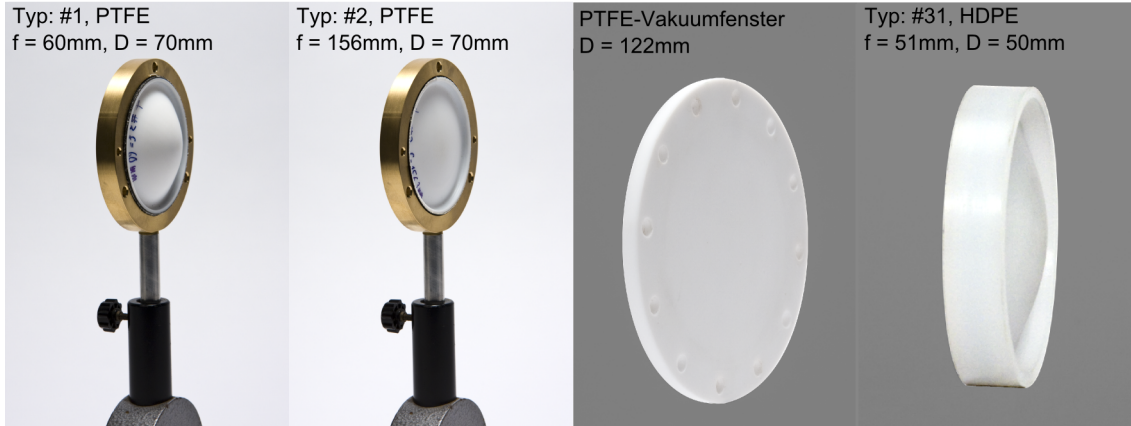


Abbildung 5.2.: Diverse gefertigte Linsen und ein Vakuumfenster.

Dielektrische Linsen weisen Verluste auf, die vom Material, der Dicke, dem Profil und der Beleuchtung der Linse abhängen. Die Verluste lassen sich nach [33] abschätzen und liegen in einem Bereich unter 15 %. Ein System mit zu vielen Linsen ist zu vermeiden, da die Verluste groß werden und unerwünschte Stehwellen zwischen den Linsen auftreten können.

5.2. Linsensysteme

Um die Strahlung vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop zu übertragen, wurden verschiedene Linsensysteme aufgebaut und untersucht. Die Strahlung muss dazu eine Distanz von ca. 1 m zurücklegen. Es lässt sich die Nomenklatur in der Abbildung 5.3 auf Systeme mit beliebig vielen Linsen, den Linsenleitern, erweitern. Dabei sind die Brennweiten symmetrisch zu den Linsenmitten aufgetragen. Aus dem Verständnis der Abbildungseigenschaft einer Linse lässt sich durch Hintereinanderschaltung das System verstehen.

5.2.1. Transformation durch die erste Linse

Die Transformation eines Gauß-Strahls durch eine Linse hängt ab von deren Brennweite. So ist es sinnvoll, die Gleichungen auf die Brennweite zu normieren. Interessant ist zu untersuchen, wie sich der Abstand der Taille hinter einer Linse s'_1 verändert, wenn sich der Abstand der Linse zu der Taille vor der Linse s_1 ändert. Aus der Anwendung des

5. Strahlungsübertragung vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop

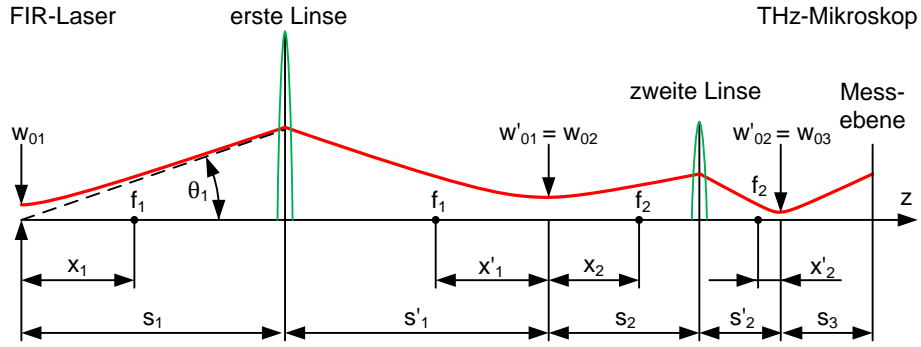


Abbildung 5.3.: Linsenleiter mit zwei Linsen.

ABCD-Matrix-Formalismus auf eine Linse und einen Gauß-Strahl ergeben sich nach [33] zwei Gleichungen, die die Taille hinter der Linse beschreiben:

$$\frac{s'_1}{f} = 1 + \frac{s_1/f - 1}{(s_1/f - 1)^2 + z_c^2/f^2} \quad (5.4)$$

und

$$w'_{01} = w_{01} \frac{1}{\sqrt{(s_1/f - 1)^2 + z_c^2/f^2}} \quad (5.5)$$

Für verschiedene Parameter ist die Gleichung 5.4 in der Abbildung 5.4 dargestellt. Im Experiment sind der konfokale Parameter und die Brennweite der Linse gegeben.

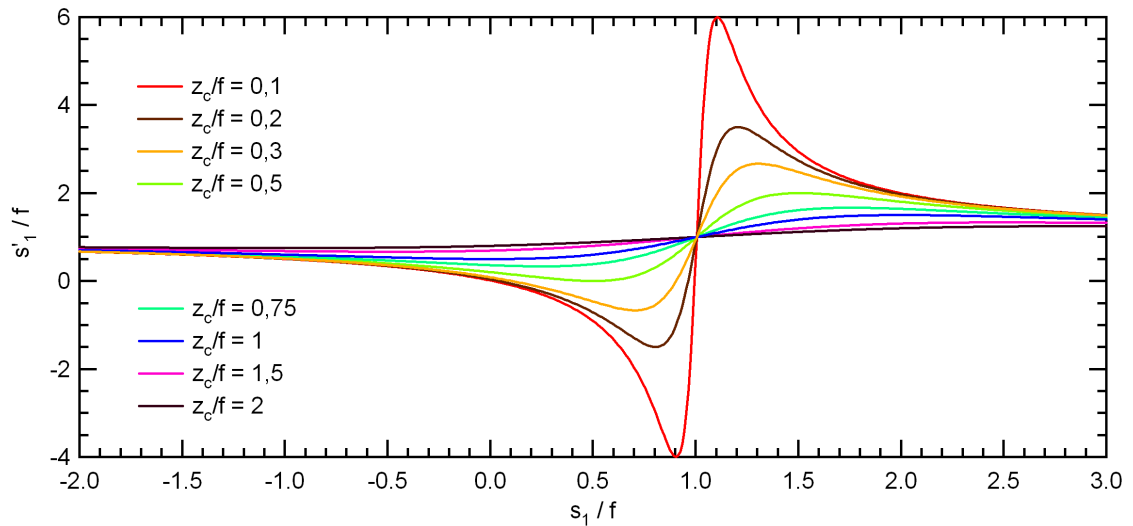


Abbildung 5.4.: Abhängigkeit der Lage s'_1 der Taille hinter einer Linse von dem Eingangsabstand s_1 für verschiedene Werte von z_c/f .

Befindet sich die Linse genau im Abstand der Brennweite $s_1 = f$ zur Quelle, dann befindet sich die Taille hinter der Linse auch im Abstand der Brennweite $s'_1 = f$. Das ist der Sonderfall, der einem Gauß-Teleskop zugrunde liegt. Bewegt sich die Linse von der Quelle weg, so wandert die Taille hinter der Linse weiter weg, nähert sich aber nach Erreichen eines maximalen Abstands wieder der Linse. Bewegt sich die Linse zu der Quelle hin, so wird nach abnehmendem Abstand s'_1 eine virtuelle Taille entstehen, bei der die Strahlung divergiert.

Aus der Abbildung 4.1 war ersichtlich, dass mit einer kleinen Taille eine große Divergenz einhergeht. Um die Strahlung über die große Distanz von ca. 1 m zu übertragen, muss also die Taille im Umkehrschluss aufgeweitet werden. Dazu sei die Vergrößerung M definiert:

$$M = \frac{w'_{01}}{w_{01}} . \quad (5.6)$$

Mit der Gleichung 5.5 folgt daraus:

$$M = \frac{1}{\sqrt{(s_1/f - 1)^2 + z_c^2/f^2}} . \quad (5.7)$$

Wieder für verschiedene Parameter ist die Gleichung 5.7 in der Abbildung 5.5 dargestellt. Der größte Strahldurchmesser und damit die kleinste Divergenz ergibt sich, wenn die

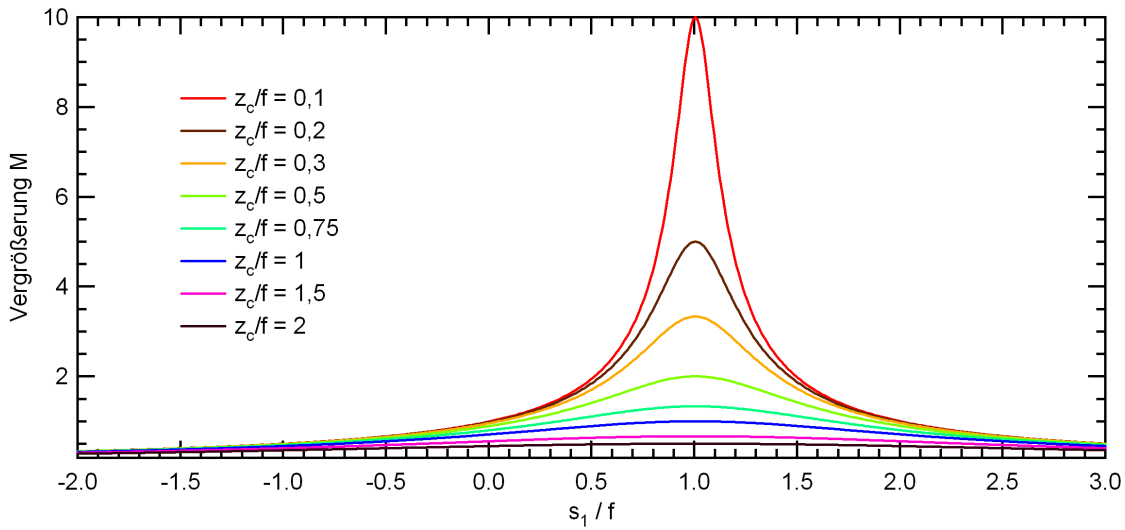


Abbildung 5.5.: Abhängigkeit der Vergrößerung von dem Eingangsabstand s_1 für verschiedene Werte von z_c/f .

Linse im Abstand der Brennweite von der FIR-Laser-Aperturantenne aufgestellt wird. Dann jedoch ist die Taille im Abstand der Brennweite noch relativ dicht an der Linse und zur Überbrückung einer großen Distanz ist das unerwünscht. Deshalb wird der Abstand

vor der Linse etwas größer als die Brennweite gewählt und so vergrößert sich auch der Abstand der Taille hinter der Linse.

In einer Messung an einem System mit zwei Linsen nach Abbildung 5.3 wurde zunächst der Strahldurchmesser am Ort der zweiten Linse untersucht. Dazu wurden gewählt: $f_1 = 186$ mm, $s_1 = 240$ mm und $s'_1 + s_2 = 860$ mm. Durch die Gleichung 4.38 ist der Durchmesser der Taille in dem 4 mm-Auskoppelfenster mit $w_{01} = 1,55$ mm bekannt. Bei der Messfrequenz von 762 GHz ist die Rayleigh-Länge $z_{01} = 19,1$ mm nach Gleichung 4.3 festgelegt. Es ergeben sich die Verhältnisse $s_1/f = 1,29$, $s'_1/f = 4$ und eine Vergrößerung von $M = 3,2$. Hinter der Linse ist die Taille auf $w'_{01} = 4,96$ mm vergrößert. Die Taille befindet sich im Abstand $s'_1 = 744$ mm noch $s_2 = 101$ mm vor dem Ort der Messung. Nach Gleichung 4.3 befindet sich damit die Linse mit $z'_{01} = 196$ mm im Nahfeldbereich des Gauß-Strahls. Nach Gleichung 4.2 weitet sich der Strahl am Ort der Messung auf $w(z = s_1 + s'_1 + s_2) = 5,6$ mm auf.

In der Messung in Abbildung 5.6 für diesen Fall zeigt sich, dass der Strahldurchmesser etwas größer ist, als zuvor berechnet und nicht symmetrisch in x- und y-Richtung ist, was die Unterscheidung in w_x und w_y erfordert. Trotz der Abweichung stimmen die Werte gut überein und das Profil gleicht einer Airy-Verteilung. An dem Messort wurde die zweite Linse eingebaut und eine weitere Messung gemacht, wie im Folgenden diskutiert wird.

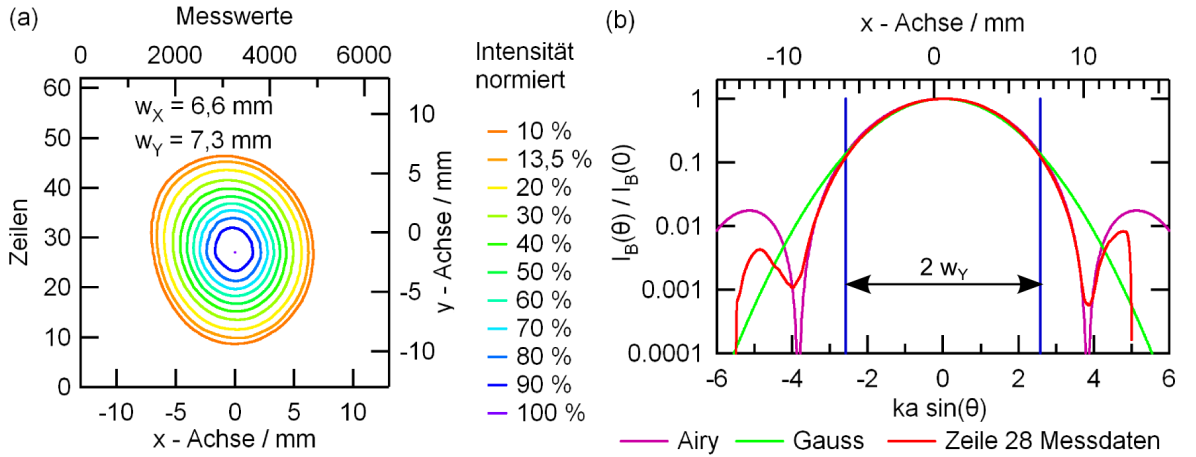


Abbildung 5.6.: Gemessenes Modenbild bei 762 GHz im Abstand 1100 mm hinter dem Auskoppelfenster mit Linse $f = 185$ mm im Abstand 240 mm hinter dem Auskoppelfenster. (a) Kontur mit dem Strahldurchmesser als Intensitätsabfall auf 13,5 %. (b) Vergleich der Messdaten mit der Gauß- und der Airy-Verteilung.

5.2.2. Transformation durch die zweite Linse

Bei der Strahlungsübertragung vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop hat die zweite Linse die Aufgabe, den breiten einfallenden Strahl auf einen Strahl mit einer kleinen Taille zu transformieren. Damit folgt nach Gleichung 4.14 eine hohe Intensität, beziehungsweise eine hohe elektrische Feldstärke nach Gleichung 4.16 am Ort der Messung mit dem Josephson-Cantilever. Die Taille w'_{02} dort hängt von der Brennweite der zweiten Linse und von dem Strahlradius des einfallenden Strahls $w(s_1 + s'_1 + s_2)$ ab:

$$w'_{02} = \frac{\lambda f}{\pi w(s_1 + s'_1 + s_2)} . \quad (5.8)$$

Diese Gleichung gilt auch allgemein. Ein großer, in die Linse einfallender Strahl und eine kleine Brennweite führen zu einer kleinen Taille hinter der Linse. Zu beachten ist die Randbelegung, wenn der Strahl durch die magnetische Abschirmung in das THz-Mikroskop eintritt. Die dortige Bohrung ist mit 30 mm aus quasioptischer Sicht klein, aber aus Sicht der Abschirmung sehr groß. Der gewählte Durchmesser ist ein Kompromiss. Aus diesem Grund ist in der Abbildung 5.3 die zweite Linse kleiner, als die erste Linse. Mit Erfüllung der Gleichung 4.27 ergibt sich ein maximaler Strahlradius des einfallenden Strahls $w(s_1 + s'_1 + s_2) = 6,5$ mm. Die Bohrung in der magnetischen Abschirmung wirkt als Blende und begrenzt den maximalen Strahldurchmesser.

Mit eingebauter zweiter Linse mit einer Brennweite von $f_2 = 51$ mm wurde eine weitere Messung gemacht. Im Unterschied zu der Messung hinter der ersten Linse wurden hier mehrere Strahldurchmesser mit einem Messverfahren mit beweglicher Schneide nach ISO 11146 durchgeführt [16]. Zur Messung des Strahldurchmessers wurde mit dem Modenbildscanner eine Schneide senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z durch den Strahl gefahren und die Transmission als Funktion der Schneidenposition gemessen. Mit einer ortsfesten dritten Linse wurde der Strahl auf einen pyroelektrischen Detektor transformiert. Die Auswertung der gemessenen Transmission führt auf den Strahldurchmesser, wie in einer Studienarbeit [19] am Institut gezeigt wurde. Die Auswertung der Messdaten ist in der Abbildung 5.7 dargestellt. Im Bereich der Taille, also im Nahfeldbereich, weichen die Messwerte von dem berechneten Strahldurchmesser ab. Bei einer Messung konnte die Leistungsdichte im Nahfeldbereich räumlich mit dem Josephson-Cantilever aufgelöst werden, wie Abschnitt 9.2.3 zeigt. Dort ist gezeigt, dass die Leistungsdichte im Nahfeldbereich nicht gaußförmig ist. So kommt es zu den beobachteten Abweichungen. Abweichungen des Strahldurchmessers im Fernfeldbereich lassen sich nach [16] mit der Beugungsmaßzahl beschreiben. Aus der Gleichung 4.4 wird deutlich, dass für eine feste Wellenlänge der Strahlradius $w(z)$ nur von der Taille w_0 abhängt. Aus der ersten Hälfte der Messung lässt sich also eindeutig die Taille zu $830 \mu\text{m}$ bestimmen. Die Position der

5. Strahlungsübertragung vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop

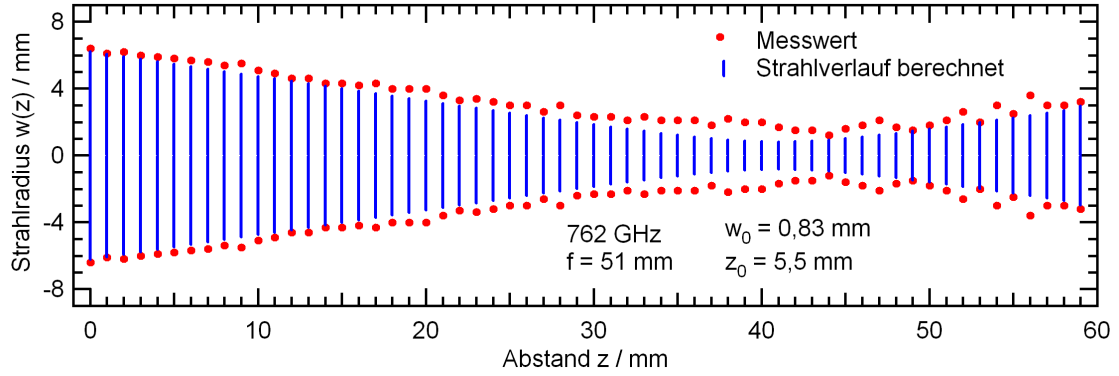


Abbildung 5.7.: Messung des Strahlverlaufs hinter der zweiten Linse mit einer Brennweite von $f_2 = 51$ mm. Die Linse war 17 mm dick, hatte ihre konkave Seite in Ausbreitungsrichtung und einen Abstand von 3 mm zum Messfenster.

daraus berechneten Taille $s'_2 = 62$ mm stimmt mit der berechneten Position $s'_2 = 64$ mm sehr gut überein. Die vorgestellten Messungen mit den beiden Linsen wurden offen auf dem optischen Tisch des Lasersystems gemacht, so dass viel Platz zum Messen zu Verfügung stand.

Im THz-Mikroskop ist die zweite Linse an dem Tisch befestigt, der in das Mikroskop geschoben wird, wenn es geschlossen wird. Im geschlossenen THz-Mikroskop ist es nicht möglich, mit dem pyroelektrischen Detektor oder mit dem Bolometer zu messen, da nicht ausreichend Platz zur Verfügung steht. Die Justage des Linsensystems wurde erst durch den Bau und die Verwendung eines quasioptischen Kopplers möglich, der im Folgenden noch vorgestellt wird. Im optischen Frequenzbereich sind die Kunststofflinsen nicht transparent. Durch die Verwendung von metallischen fokussierenden Elementen ist eine optische Vorjustage möglich und diese Option wurde genutzt. Dazu wurde ein Parabolspiegelsegment (off-axis-Spiegel), das nicht axial beleuchtet wurde, benutzt. Dieser Spiegel hat eine Brennweite von $f = 25,4$ mm, eine Apertur von $f = 19,1$ mm und lenkt den Strahl² um 90° ab.

Bei der Messung des Strahlverlaufs mit dem off-axis-Spiegel wurden das Signal des pyroelektrischen Detektors, der Choppertakt und das Zeilensignal mit hoher zeitlicher Auflösung (Abtasttakt = 5 kHz) aufgenommen und in einem dazu entwickelten IGOR-Programm ausgewertet. Jede Zeile des Signals entspricht einer neuen Messposition in z -Richtung. Die synchrone Gleichrichtung durch das Programm ergab eine kleinere und konstante Signalverzögerung.

In der Abbildung 5.8 sind die Signale der ersten 4 von 62 Messpositionen dargestellt. Die Messpunkte des Detektorsignals sind dort zeitlich sehr stark zusammen gestaucht,

²Unter Vernachlässigung der 90° -Ablenkung gilt weiter der Strahlverlauf nach Abbildung 5.3.

wodurch sich nur die Hüllkurve erkennen lässt. Die Auswertung des synchron gleichge-

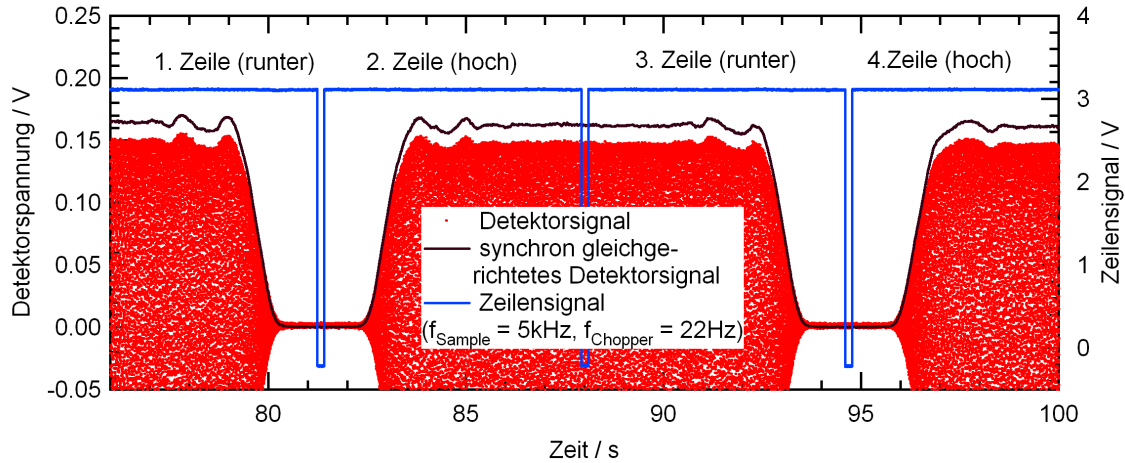


Abbildung 5.8.: Die Verzerrung des Strahls durch den off-axis-Spiegel ist im Transmissionssignal als Intensitätswelligkeit zu beobachten, die mit zunehmendem Abstand kleiner wird.

richteten Transmissionssignals führt auf den Strahlverlauf in der Abbildung 5.9. Trotz der etwa halben Brennweite des Spiegels hat sich, im Vergleich zur vorherigen Messung, die Taille hinter dem Spiegel nicht halbiert, wie die Gleichung 5.8 vorhersagt. Das liegt an der kleineren Apertur des Spiegels.

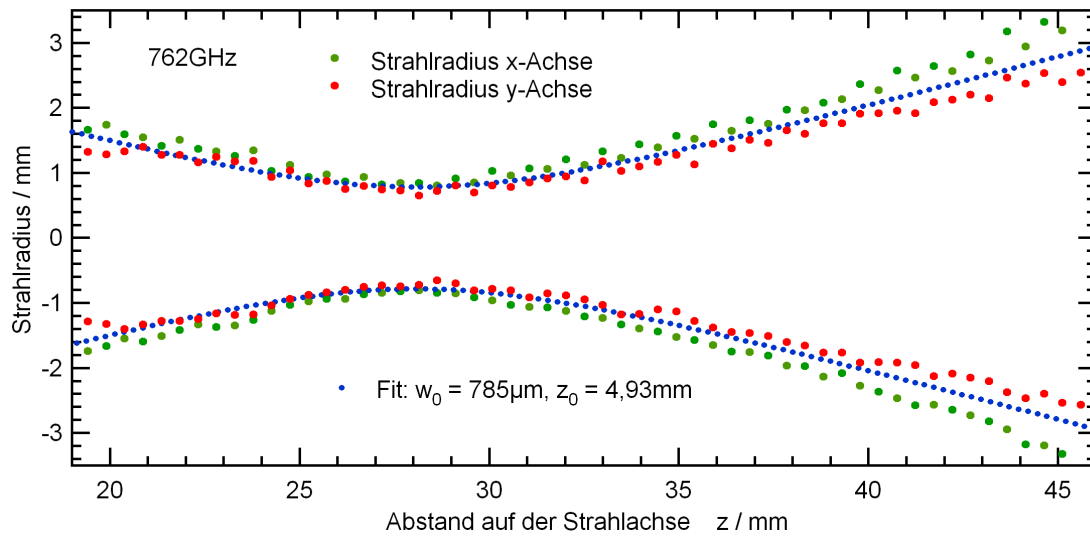


Abbildung 5.9.: Messung des Strahlverlaufs hinter einem off-axis-Spiegel mit einer Brennweite von $f_2 = 25,4$ mm.

Im optischen Bereich konnte das Spiegelbild des off-axis-Spiegels und der Fokus mit einer Kamera im THz-Mikroskop beobachtet werden. Die Spiegeljustage ist extrem empfindlich gegenüber Winkelverkippen zur Strahlachse, wie die Beobachtung ergab.

Dem Vorteil der optischen Justiermöglichkeit stehen Strahlverzerrungen im THz-Bereich gegenüber. Zwischen dem einfallenden und dem reflektierten Strahl gibt es eine Fehlanpassung von Phase und Amplitude [33]. Die Folgen sind Aberration und Leistungsanteile in Kreuzpolarisation. Durch die unterschiedliche Ausbreitung, die sich durch höhere Moden beschreiben lässt, ist der Strahl verzerrt und nicht mehr rein gaußförmig. Dies konnte in Messungen im Abschnitt 9.2.1 beobachtet werden.

Aus dem zuvor geschaffenen mathematischen Fundament lassen sich Gleichungen herleiten, die die Taille w'_{02} hinter der zweiten Linse:

$$w'_{02} = w_{01} \frac{f_2}{f_1} \sqrt{\frac{x_1^2 + z_{01}^2}{z_{01}^2}} \quad (5.9)$$

und den Abstand x'_2 der Taille hinter der zweiten Linse:

$$x'_2 = \frac{f_2(f_1 + f_2 + x'_1)}{(f_1 + f_2 + x'_1)^2 + \left(z'_{01} \frac{x'_1}{x_1}\right)} \quad (5.10)$$

mit:

$$x'_1 = \frac{f_2 x_1}{x_1^2 + z_{01}^2} \quad (5.11)$$

beschreiben.

Basierend auf dem gefundenen Gleichungssatz wurde ein IGOR-Programm entwickelt, welches die Systemparameter nach Abbildung 5.3 und zusätzliche Parameter zur FIR-Laserlinie abfragt und den Strahlverlauf berechnet. Das Programm war sehr hilfreich zur Auslegung der Linsensysteme.

5.3. Quasioptischer Koppler

Der quasioptische Koppler befindet sich im Strahlengang des FIR-Lasers kurz vor der zweiten Linse im THz-Mikroskop und ist an der magnetischen Abschirmung befestigt. Dieser Koppler ist notwendig, um ein leistungsproportionales Signal für die Stabilisierung des FIR-Lasers und zur Justage des Strahlengangs bereit zu stellen. Eine $25 \mu\text{m}$ dicke Mylarfolie, unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse, koppelt einen kleinen Teil der Laserleistung aus. Der so ausgekoppelte Strahl wird mit Hilfe eines zweiten off-axis-Spiegels auf die Apertur eines pyroelektrischen Detektors vom Typ LHI814G transformiert. Die Anordnung ist in der Abbildung 5.10 dargestellt. In dem nächsten Kapitel wird dieser Detektortyp und die daran vorgenommenen Modifikationen näher beschrieben. Das verstärkte und bandpassgefilterte Detektorsignal wird, wie in Kapitel 3

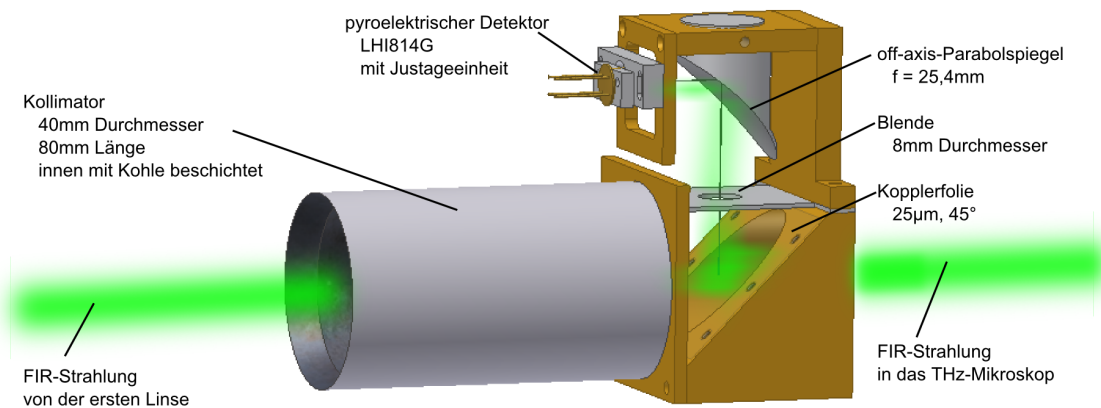


Abbildung 5.10.: 3D-Modell des quasioptischen Kopplers.

beschrieben, mit einem Lock-In-Verstärker ausgewertet und dem Regelkreis zugeführt.

Damit der Detektor nur dann ein maximales Ausgangssignal liefert, wenn der Strahl genau die Mitte der Folie trifft, wurde eine Blende mit einer kleinen Apertur auf der Strahlachse des ausgekoppelten Strahls eingefügt. Die Strahltransformation auf den Detektor ist sehr empfindlich darauf, wie glatt die dünne Folie eingebaut ist. Sie verhält sich auch im optischen Wellenlängenbereich wie ein teildurchlässiger Spiegel, so dass die Vorjustage des Systems im optischen Bereich mit einer sehr hellen, im Choppertakt gepulsten LED am FIR-Laserauskoppelfenster vorgenommen wurde. Endgültig justiert wurde mit FIR-Strahlung. Durch Einführen eines Kollimators mit einer reflektionsarmen groben Kohlebeschichtung auf der Rohrrinnenwand wurden die störenden Rohrrinnenreflektionen vermindert.

Die Polarisation der FIR-Strahlung hängt ab von der gewählten Pumplinie und von dem FIR-Lasergas. Für die meisten FIR-Linien ist die Polarisation horizontal. So auch die starke Ameisensäure-Laserlinie bei 762 GHz, mit der viele Messungen in dieser Arbeit gemacht wurden.

Für die dünne Mylarfolie mit einer Dicke $d < \lambda$ hängen die Reflexionskoeffizienten des elektrischen Feldes von der Polarisation des einfallenden Feldes und vom Einfallswinkel ab. Dabei bezeichnet man eine einfallende Welle, deren E-Feldvektor parallel zur Einfallsebene liegt, als parallel polarisiert. Die Einfallsebene wird durch den einfallenden Strahl und die Flächennormale aufgespannt. Analoge Definitionen gelten für den senkrechten oder orthogonalen Fall. Die Reflexionskoeffizienten sind im Allgemeinen komplex und werden durch die Fresnel-Formeln beschrieben. Unter Berücksichtigung von Mehrfachreflexion innerhalb des Dielektrikums lassen sich der Reflexionskoeffizient R und der Transmissionskoeffizient T für die Leistung finden [33]. Für die verwendete Kopplerfolie wurden die beiden Koeffizienten berechnet und sind in der Abbildung 5.11 spektral dar-

gestellt. Der Index s steht für senkrecht und der Index p für parallel. Eingebaut ist der

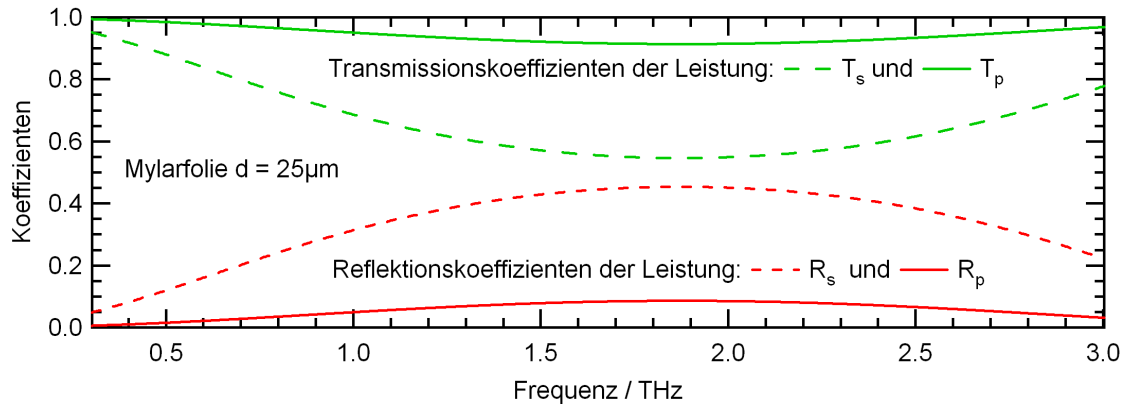


Abbildung 5.11.: Reflektions- und Transmissionskoeffizienten der Leistung für verwendete Mylarfolie im Winkel von 45° zur Strahlachse (numerische Simulation).

quasioptische Koppler so, dass der horizontale E-Feldvektor der FIR-Strahlung parallel zur Einfallsebene liegt. Bei 762 GHz werden etwa 5 % der Leistung für den pyroelektrischen Detektor ausgekoppelt, so die Simulation. Experimentell konnte der Koeffizient nicht genau bestimmt werden, aber die beobachteten Werte liegen etwa in dem Bereich und der Koppler liefert ein starkes Signal für die Justage und die Regelung.

5.4. Realisierung der Strahlungsübertragung

Zur Übertragung der FIR-Leistung vom Laser zum THz-Mikroskop wurden viele Systeme aufgebaut und untersucht. An dieser Stelle werden drei ähnliche Systeme vorgestellt und die Unterschiede diskutiert. Dies ist notwendig, da im Kapitel 9 Bezug auf diese genommen wird. Allen drei Systemen ist gemeinsam, dass sich der Koppler, der Probentisch mit einem 45° -Planspiegel und die zweite Linse in der Vakuumkammer des THz-Mikroskops befinden. Die Kopplereinheit ist dort an der äußeren Lage der magnetischen Abschirmung befestigt. Die Distanz zwischen dem Auskoppelfenster des FIR-Lasers und dem Probentisch beträgt etwa 1 m.

Räumlich bedingt ist es notwendig, die FIR-Strahlung über einen Goldspiegel um 90° umzulenken. Dieser Spiegel ist verstellbar und so wird die Feinjustage vorgenommen. Zur besseren Darstellung sind einige tragende Elemente und Verbindungselemente in der Abbildung 5.12 nicht mit dargestellt.

In der Abbildung 5.12 (a) wurde eine 5 mm dicke Teflonplatte als Vakuumfenster eingesetzt, die allerdings die Laserleistung um etwa 40 % abschwächte. Dünnere Fenster wölbten sich und führten zu unerwünschten Strahlablenkungen, wie Messungen zeigten.

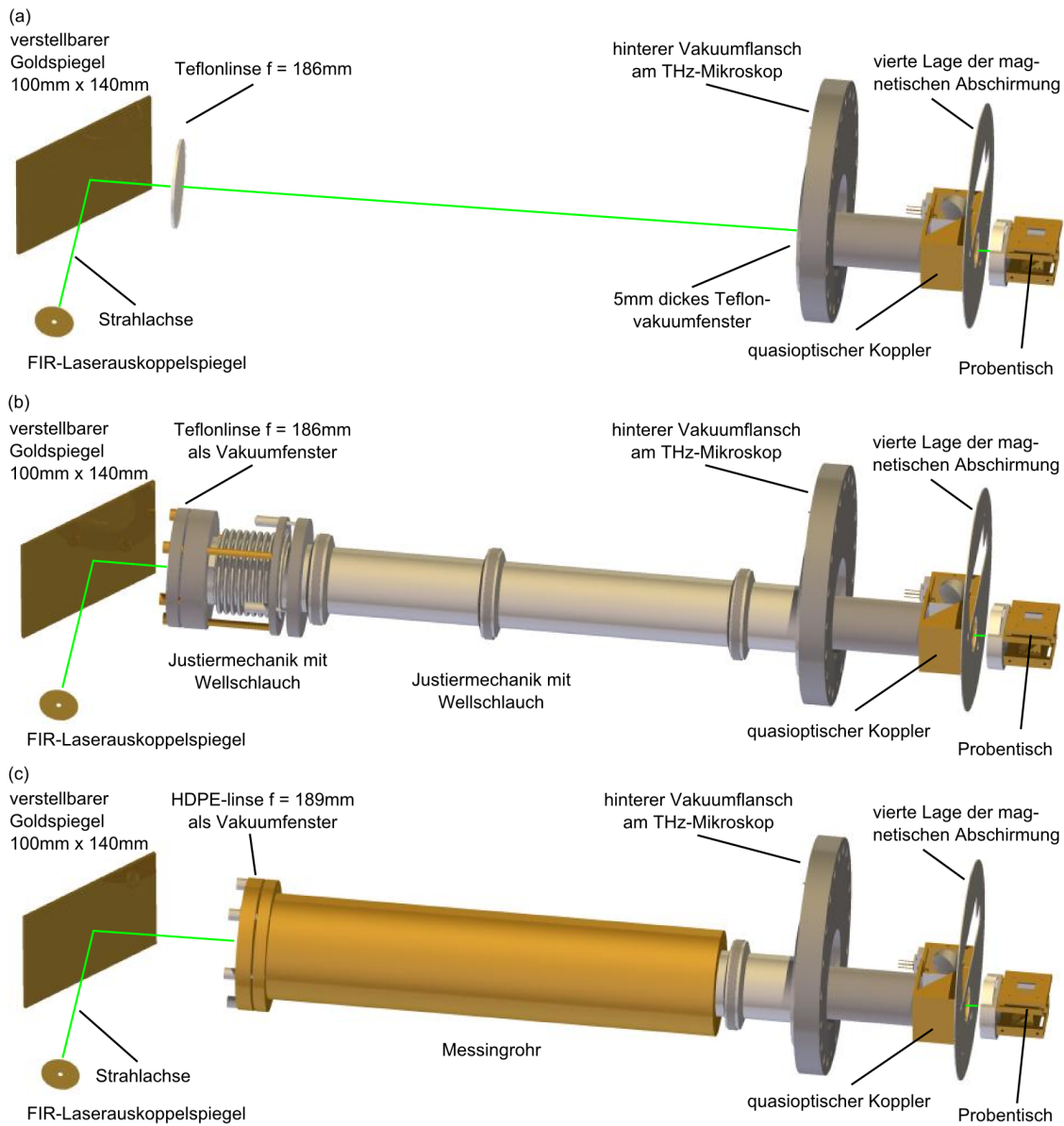


Abbildung 5.12.: 3D-Modelle der realisierten Strahlungsübertragung in das THz-Mikroskop: (a) mit einer Linse und Teflonvakuumfenster ($d = 5 \text{ mm}$), (b) mit einer Linse und Klammerflanschrohrsystem und (c) mit einer Linse und Messingrohrsystem.

5. Strahlungsübertragung vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop

Völlig beseitigen ließ sich der Einfluss, indem die erste Linse als Vakuumfenster verwendet wurde, wie die Abbildung 5.12 (b) zeigt. Die FIR-Leistung konnte vergrößert werden, jedoch führte der geringe Innendurchmesser (50 mm) des Klammerflanschsystems zu unerwünschten Beugungseffekten. Deutlich vermindert werden konnte dieser Effekt durch einen größeren Innendurchmesser (90 mm) mit dem Aufbau in der Abbildung 5.12 (c). Es wurde dort auch auf die Justiermechanik mit dem Wellschlauch verzichtet. Die Innenseite des Messingrohrs ist zudem mit Absorberfolie (metallisch bedampfte Polypropylenfolie) versehen, die unerwünschte Stehwellen und Reflektionen vermindern soll.

Wie Abbildung 2.8 zeigt, ist der hintere Vakuumflansch die Schnittstelle zum THz-Mikroskop, das im Kapitel 7 vorgestellt ist.

6. Strahlungsdetektoren im FIR-Lasersystem

Im FIR- und IR-Bereich gibt es eine Reihe von Detektoren [11] und [40] bis [46]. Allerdings soll dieses Kapitel keinen Überblick über die Vielzahl von Detektoren geben, sondern es sollen lediglich die Detektoren diskutiert werden, die im System eingesetzt wurden.

An mehreren Stellen im System wurden Leistungsdetektoren benötigt. Die relativ hohe Stückzahl und die speziellen Anforderungen führten zu Vorteilen der Schaltungsentwicklung gegenüber dem Kauf von fertigen Detektoren.

6.1. Die beiden Zeitkonstanten des pyroelektrischen Detektors

Die Entwicklung von eigenen Detektorschaltungen macht das Verständnis des Sensors notwendig, um die Angaben der Detektordatenblätter richtig zu bewerten. Die folgenden Überlegungen gehen zum Teil auf Infratec [48] zurück. Die Sensoranalyse zeigt auch die Ursachen diverser Begrenzungen auf. Drei verschiedene Typen wurden ausgewählt. Bei allen ist eine dünne Scheibe aus einkristallinem Lithiumtantalat (LiTaO_3) mit metallischen Elektroden als Plattenkondensator ausgelegt. In der Abbildung 6.1 eines geöffneten Gehäuses ist diese Scheibe sichtbar. Die spektral filternden Fenster wurden nicht benötigt und entfernt.

Auf die Absorption einer Strahlungsleistung $t \cdot \Delta\Phi$ in der oberen dünnen Metallschicht mit dem Absorptionskoeffizienten α antwortet der Sensorkristall mit einer Temperaturänderung ΔT . Der Faktor t repräsentiert den Transmissionsfaktor eines Fensters im Strahlweg. Durch den pyroelektrischen Effekt [47] werden daraufhin Oberflächenladungen ΔQ freigesetzt, die den Kondensator aufladen und zu einer messbaren Spannung ΔU an den Elektroden führen.

Bei der näheren Betrachtung der Messkette wird das Frequenzverhalten deutlich. Die Messkette beginnt mit der **thermischen Umwandlung**. Das vereinfachte thermische Modell des Detektors in Abbildung 6.2 zeigt, dass die Wärme zunächst von der Scheibe

6. Strahlungsdetektoren im FIR-Lasersystem

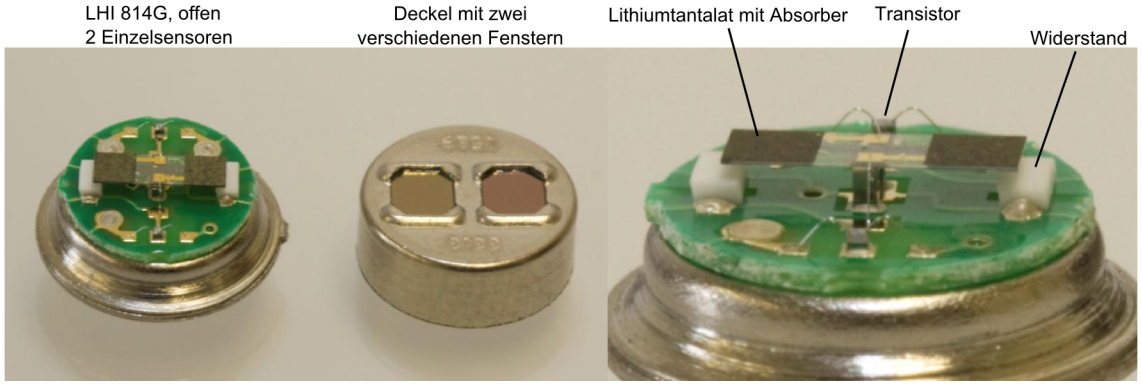


Abbildung 6.1.: An einer Drehmaschine wurde das TO-5-Gehäuse des *LHI814G* mit zwei Einzelsensoren geöffnet. Der pyroelektrische Kristall und die Bauelemente der beiden Source-Folger-Schaltungen werden sichtbar.

mit der Dicke t_P und der Oberfläche A_S aufgenommen und durch Wärmeleitung an die Umgebung mit der Temperatur T_A abgegeben wird. Im äquivalenten elektrischen Ersatzschaltbild wird deutlich, dass die Übertragungsfunktion des Systems Tiefpasscharakter hat, welcher den Nutzfrequenzbereich nach oben hin einschränkt.

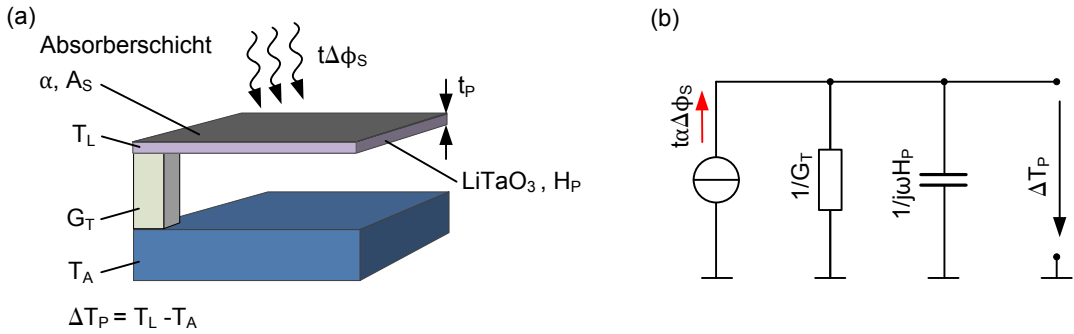


Abbildung 6.2.: (a) Vereinfachtes thermisches Modell und (b) äquivalentes elektrisches Ersatzschaltbild.

Die thermische Zeitkonstante, als Verhältnis von Wärmekapazität H_P zu Wärmeleitfähigkeit G_T der Scheibe, bestimmt maßgeblich das Detektorzeitverhalten. Typischerweise liegt die Zeitkonstante im Bereich um eine Sekunde. Die Minimierung der Zeitkonstante führt zu sehr dünnen Scheiben, die dann anfällig gegen Mikrofonie sind. Akustische Störungen und mechanische Vibrationen durch die Vakuumpumpen und das Kleinkühlersystem führen zu Störsignalen. Grundsätzlich führen Signale über 1 Hz nur gedämpft zu einer Temperaturänderung. Für die thermische Zeitkonstante und die Temperaturänderung ergeben sich nach [48]:

$$\tau_T = \frac{H_P}{G_T} , \quad (6.1)$$

$$\Delta T_P = \frac{\alpha \cdot t \cdot \Delta \Phi}{\sqrt{G_T^2 + \omega H_P^2}} . \quad (6.2)$$

Ein mechanischer Chopper moduliert die Strahlungsleistung. Für den eingeschwungenen Zustand ergibt sich mit sinusförmiger Bestrahlung:

$$\Delta T_P^* = \frac{\alpha \cdot t \cdot \Delta \Phi^*}{G_T \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \cdot \tau_T)^2}}} . \quad (6.3)$$

Durch die **thermisch-elektrische Umwandlung** ist der Detektorstrom i_P proportional zur pyroelektrischen Konstante p , zur Oberfläche und zur zeitlichen Temperaturänderung:

$$i_P = p \cdot A_S \cdot \frac{\Delta T_P}{\Delta t} . \quad (6.4)$$

Für Lithiumtantalat gilt $p(T) = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ C/K} \cdot \text{cm}^2$. Es ergibt sich im eingeschwungenen Zustand für den Strom:

$$i_P^* = \omega \cdot p \cdot A_S \cdot \frac{\alpha \cdot t \cdot \Delta \Phi^*}{G_T \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \cdot \tau_T)^2}}} , \quad \omega = f_{\text{Chopper}} \cdot 2\pi , \quad (6.5)$$

mit der Grenzfrequenz:

$$f_T = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_T} . \quad (6.6)$$

Typischerweise liegen die Ströme der sehr hochohmigen Quellimpedanz im Bereich von einigen pA pro μW eingestrahelter Leistung. Für die **elektrische Umwandlung** gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Zum einen kann die Spannung, die an dem hochohmigen Detektor abfällt, mit einem Spannungsfolger verstärkt werden. Zum andern kann mit einem Ladungsverstärker die entstehende Ladung verstärkt werden. Bei den drei verwendeten Typen sind Source-Folger-Schaltungen als Verstärker im Detektorgehäuse integriert, so dass nur noch das vorverstärkte Signal rauscharm weiterverarbeitet werden muss.

Aus der Source-Folger-Schaltung nach [48] ergibt sich für die Ausgangsspannung Δu_s und für die Spannungsempfindlichkeit R_V :

$$\Delta u_s = R_G \cdot \omega \cdot a \cdot t \cdot \Phi^* \cdot p \cdot A_S \cdot \frac{1}{G_T} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau_T)^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau_E)^2}} , \quad (6.7)$$

$$R_V = \frac{\Delta u_S}{\Delta \Phi^*} \cdot R_G \cdot \omega \cdot a \cdot t \cdot p \cdot A_S \cdot \frac{1}{G_T} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau_T)^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau_E)^2}} \quad (6.8)$$

Es ergibt sich durch die Beschaltung eine zweite, elektrische Zeitkonstante $\tau_E = R_G \cdot C_P$. Dabei ist C_P die Kapazität des Kristalls und R_G die Summe aller Widerstände, die dazu parallel und somit am Gate des Transistors anliegen.

Nach Gleichung 6.5 ist der Detektorstrom proportional zur Chopperfrequenz $f_{Chopper}$ der Strahlung bis zur thermischen Grenzfrequenz τ_T , die leider nur bei etwa 1 Hz liegt. Aus der Zeitkonstante der Schaltung ergibt sich wieder eine Tiefpassfilterung. Da die elektrische Zeitkonstante im gleichen Bereich um 1 Hz liegt, ergibt sich für diesen Bereich ein Empfindlichkeitsmaximum. Mit steigender Chopperfrequenz sinkt die Empfindlichkeit um 20 dB pro Frequenzdekade. Nach einer Rauschbetrachtung lässt sich für einen Detektor eine spezifische Detektivität D^* angeben, die den Vergleich verschiedener Detektoren¹ ermöglicht, da auch die Detektoroberfläche berücksichtigt wird:

$$D^* = \frac{\sqrt{A_S} R_V}{NEP} \quad (6.9)$$

Für die Rauschanalyse sei auf [48] verwiesen. Grundsätzlich dominiert im niederfrequenten Bereich das Widerstandsrauschen und im höheren Frequenzbereich das $\tan \delta$ -Rauschen des Sensors und das Spannungsrauschen des Verstärkers. Die Größe NEP (noise equivalent power) ist die äquivalente Rauschleistung bezogen auf 1 Hz Bandbreite.

6.2. Die verwendeten pyroelektrischen Detektoren

Die Kenndaten verschiedener Detektoren wurden verglichen. Daraus wurden die geeignetsten drei Typen ausgewählt, deren Kenndaten in der Tabelle 6.1 aufgelistet sind. Der Typ *LHI968* ist für eine Anwendung als Bewegungsmelder vorgesehen und als Massenware sehr günstig. Zwei Kristalle sind elektrisch in Antiserie geschaltet, so dass sich bei Beleuchtung beider Detektorflächen die Spannungen zu Null aufheben. Wird nur eine Detektorfläche mit dem gehopperten Signal bestrahlt, kompensieren sich Störeinflüsse wie Umgebungslicht und akustische Störungen, die auf beide Kristalle einwirken. Ein integriertes Tiefpassfilter dämpft Störungen mit einer Frequenz über 40 Hz. Im

¹Eine ähnliche Größe kann beim Josephson-Cantilever eingeführt werden, um die Antennennwirkfläche der Antenne zu berücksichtigen.

messtechnischen Vergleich mit einer gepulsten grünen LED zeigte der Einzelsensor des *LHI814G* bessere Eigenschaften und geringeres Rauschen. Zudem war damit der Einsatz bei 3,4 kHz für die CO₂-Laserstabilisierung möglich. Von dem Typ *P1 – 71* stand nur ein Stück zur Verfügung. Der Vergleich mit den beiden anderen Typen im Bodediagramm in Abbildung 6.3 zeigt, dass dieser Typ etwa eine Größenordnung empfindlicher ist. Zudem ist auch das Rauschen bei dem Typ *P1 – 71* am niedrigsten.

Mit dem bekannten Frequenzgang der Detektoren wurden mit Hilfe von SPICE-Simulationen (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) und unter Einbeziehung von Designvorschlägen nach [48] die Detektorschaltungen entworfen. Bei dem Typ *P1 – 71* ist es möglich, an einem Pin des Detektorgehäuses durch einen Widerstand, parallel zum Gate, die elektrische Zeitkonstante zu erniedrigen. Mit einem 10 M Ω -Widerstand ergibt sich ein flacher Frequenzgang von etwa 1 Hz bis 1 kHz mit einhergehender Erniedrigung der Empfindlichkeit um zwei Größenordnungen. Eine Verstärkung von $v = 100$ liefert eine Empfindlichkeit der Detektorschaltung von 1 V/mW. Der *LHI814G* hat keinen solchen Pin. Mit einem nachgeschalteten aktiven Hochpass 1. Ordnung ergibt sich ebenfalls ein flacher Frequenzgang. Ein Bandpassverhalten wurde durch einen aktiven Hochpass 2. Ordnung für 3,4 kHz erreicht. Damit erniedrigt sich die Empfindlichkeit bei 3,4 kHz um fast fünf Größenordnungen gegenüber der maximalen Empfindlichkeit, wie Abbildung 6.3 zeigt. So muss der Detektor für die Gewinnung des Modulationssignals bei der CO₂-Laserstabilisierung nahe der Beschädigungsgrenze betrieben werden. Eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnis an dieser Stelle durch einen anderen Detektor würde die Regeleigenschaften im Lasersystem verbessern. Das Experiment zeigte zusätzlich eine starke Mikrofonie. Für die Gewinnung eines leistungsproportionalen Signals am CO₂- und am FIR-Laser wurden zwei Detektorschaltungen mit dem *LHI814G* aufgebaut. Der nachgeschaltete Bandpass mit circa 80 Hz liegt im Frequenzbereich des Choppers. Eine solche Detektorschaltung ist im quasioptischen Koppler verbaut.

6.3. Leistungsmessung mit pyroelektrischen Detektoren

Eine absolute Leistungsmessung ist im FIR-Bereich problematisch und mit großen Messunsicherheiten behaftet. Eine Ursache ist die begrenzte Detektorfläche. Wie an der kreisrunden Aperturantenne des FIR-Lasers im Abschnitt 4.3.1 gezeigt wurde, beeinflusst die Aperturgröße das Abstrahlverhalten. Ist die Apertur in der Größenordnung der Wellenlänge, ist die Abstrahlung schlecht. Da Reziprozität gilt, hat die kleine Empfangsapertur des pyroelektrischen Detektors auch nur einen schlechten, winkel- und wellenlängenab-

6. Strahlungsdetektoren im FIR-Lasersystem

Tabelle 6.1.: Übersicht der Kennwerte der verwendeten pyroelektrischen Detektoren. Die Werte beziehen sich auf unterschiedliche Signalfrequenzen, wie angegeben.

pyroelektrischer Detektor	LHI968	LHI814G	P1-71
Hersteller	Perkin Elmer	Perkin Elmer	Coherent
Preis pro Stück	3 Euro	34 Euro	815 Euro
Typ: alle TO-5-Gehäuse	Einzelsensor, Antiserie 2 Fenster Source-Folger, Tiefpass	2 Einzelsensoren 2 Fenster Source-Folger	Einzelsensor ohne Fenster Source-Folger
Ansprechempfindlichkeit R_V	3300 – 3800 V/W 1 Hz	500 – 640 V/W 10 Hz	400 – 600 V/W 15 Hz
Detektivität D^* in $\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$	$0,5 - 1,9 \cdot 10^8$ 1 Hz	$0,6 - 1,6 \cdot 10^8$ 1 Hz	$1,3 - 3 \cdot 10^8$ 15 Hz
Detektorfläche	2 mm x 1 mm	1,5 mm x 1,5 mm	1 mm Durchmesser
NEP in $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$	$7,5 - 28 \cdot 10^{-10}$ 1 Hz	$9,4 - 24 \cdot 10^{-10}$ 1 Hz	$3 - 7 \cdot 10^{-10}$ 15 Hz
Beschädigungsgrenze	keine Angabe	keine Angabe	50 mW im Mittel

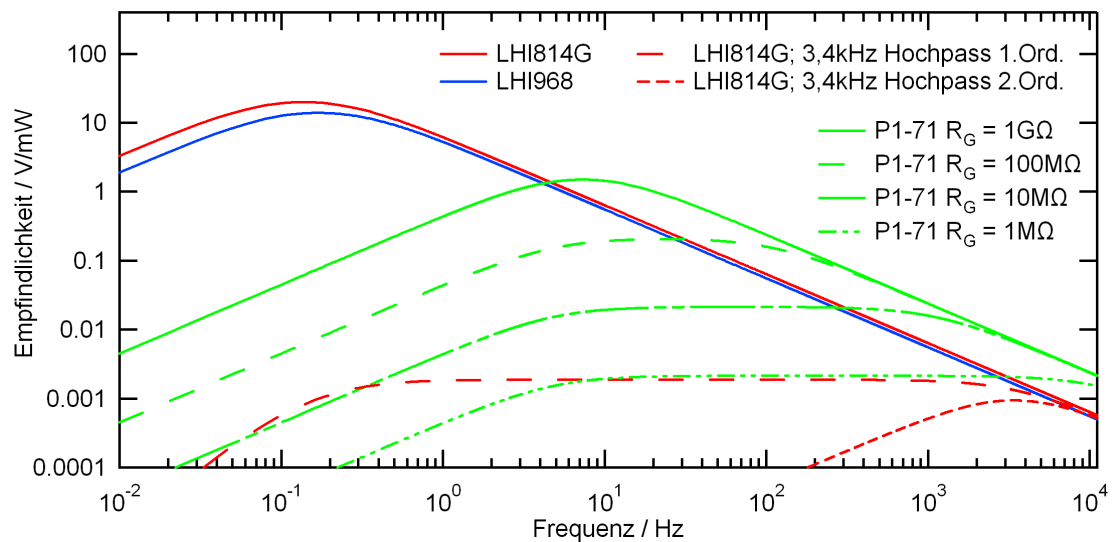


Abbildung 6.3.: Vergleich der drei pyroelektrischen Detektoren und zusätzliche Bandpassfilterung.

hängigen Empfang. Für eine absolute Leistungsmessung lässt sich dieser Detektortyp kalibrieren, ist aber grundsätzlich wenig geeignet.

6.4. Leistungsmessung mit Bolometern mit Thermosäule

Auch bei der absoluten FIR-Leistungsmessung ist die Messunsicherheit groß. Deshalb sind bei einem Großteil der Veröffentlichungen über FIR-Laserlinien keine absoluten Leistungen angegeben. Üblich, wie auch im Anhang dieser Arbeit verwendet, ist die Einteilung in eine von fünf Gruppen, je nach Stärke. Weitere Ursachen für die Messunsicherheit sind: Die unbekannten Strahleigenschaften, Beugungseffekte und unterminierte Reflektionen, die zu stehenden Wellen führen. Sehr problematisch ist, genau wie bei dem CO₂-Laser beobachtet, die große Empfindlichkeit der Gaslaser auf Rückreflektionen in den Resonator. Eine Leistungsmessung kann also durch Rückreflektionen die Quelle verändern und zu falschen Ergebnissen führen.

Häufig werden Bolometer mit Thermosäule zur Leistungsmessung verwendet. Ein solcher thermischer Sensor wandelt die einfallende Strahlungsleistung möglichst vollständig in Wärme um. Die Temperatur des Absorbers auf der Sensoroberfläche ist ein Maß für die Strahlungsleistung. Idealerweise sollte der Absorber so gewählt werden, dass die Temperaturerhöhung nicht von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung abhängt. Für den weiten spektralen Bereich der FIR-Leistungsmessung ist das nicht der Fall. Zusätzlich hängt auch die Reflektivität der Absorberschicht von der Wellenlänge ab [17]. Bei diesen Detektoren befindet sich die Absorberschicht auf einer Kreisscheibe, deren Außenrand mit einer Wärmesenke, einem Aluminiumkühlkörper auf Raumtemperatur, verbunden ist. Auf der Rückseite der Scheibe ist eine Thermosäule aus zwei Dünnschichtmetallfilmen aufgebracht, die alternierend mäanderförmig in Form einer Rosette aufgebracht sind. Die Reihenschaltung dieser Thermoelemente liefert nach dem Seebeckeffekt eine Thermospannung, die proportional zur Temperaturdifferenz der warmen Scheibenmitte und der Wärmesenke am Rand ist.

Für einen solchen Detektor der Firma Scientech hat [49] eine Kalibrierkurve aufgenommen, auf die sich nach [17] auch viele Autoren beziehen, die einen ähnlichen Detektor für Messungen verwendet haben. Sämtliche Leistungsmesswerte dieser Arbeit sind unkorrigiert. Für die Messungen der FIR-Leistung stand ein Bolometer (Indikatormodel 154BTMK 2, Laser Instrumentation Ltd Chertsey) bereit.

7. Das THz-Mikroskop

Die Einkoppelung des Gauß-Strahls erforderte Umbauten und Änderungen am Aufbau des bestehenden THz-Mikroskops [9]. Auch die komplette Elektronik und große Teile des Innenaufbaus wurden neu entwickelt, wie dieses Kapitel vorstellt.

7.1. Mechanischer Aufbau des THz-Mikroskops

An dieser Stelle wird ein Gesamtüberblick über das THz-Mikroskop gegeben, bevor im Folgenden auf die einzelnen Komponenten eingegangen wird. Das THz-Mikroskop besteht aus einem Vakuumkessel, der auf einem optischen Tisch aufgebaut ist, wie Abbildung 7.1 zeigt. Der Kessel ist mit einem Pumpstand verbunden und durch einen Heliumkleinkühler werden die tiefen Temperaturen für den Supraleiter erreicht.

Gemessen wird mit dem Josephson-Cantilever. Dieser ist auf einem CuBe-Blech aufgeklebt und ist durch drei Motoren einer Motormechanik im Messraum innerhalb der magnetischen Abschirmung verfahrbar. Bewegungen werden von einem Computer gesteuert. Berührt die Spitze des Josephson-Cantilevers eine Probe, so wird das von einer Kontaktdetektionsschaltung detektiert. Über eine USB-Kamera lassen sich die Bewegungen beobachten.

Jeder Josephson-Cantilever trägt zwei Josephson-Kontakte, die über eine Messelektronik durch einen zweiten Computer ausgelesen werden können. Auf diesem Rechner werden auch die Messdaten ausgewertet und graphisch dargestellt. Für die Datenauswertung stehen, je nach Anwendung, mehrere IGOR-Programme und ein Programm aus einer Studienarbeit [67] zur Verfügung. Die Elektronikkomponenten sind untereinander über den emg-Bus verbunden, der dafür entwickelt wurde.

Von der Rückseite des THz-Mikroskops wird die FIR-Strahlung eingekoppelt. Die Abbildung 2.8 zeigt die Anordnung des optischen Tisches des FIR-Lasersystems. Das Rückkoppelsignal für das FIR-Lasersystem wird von dem quasioptischen Koppler gewonnen, der sich an der magnetischen Abschirmung befindet. Mit dem THz-Mikroskop wurde die FIR-Strahlungsverteilung ohne Probe untersucht. Eine von unten angestrahlte Probe strahlt in den oberen Halbraum über der Probe ab. Auch die Abstrahlung von Proben wurde untersucht. Die Messergebnisse sind im Kapitel 9 dargestellt.

7. Das THz-Mikroskop

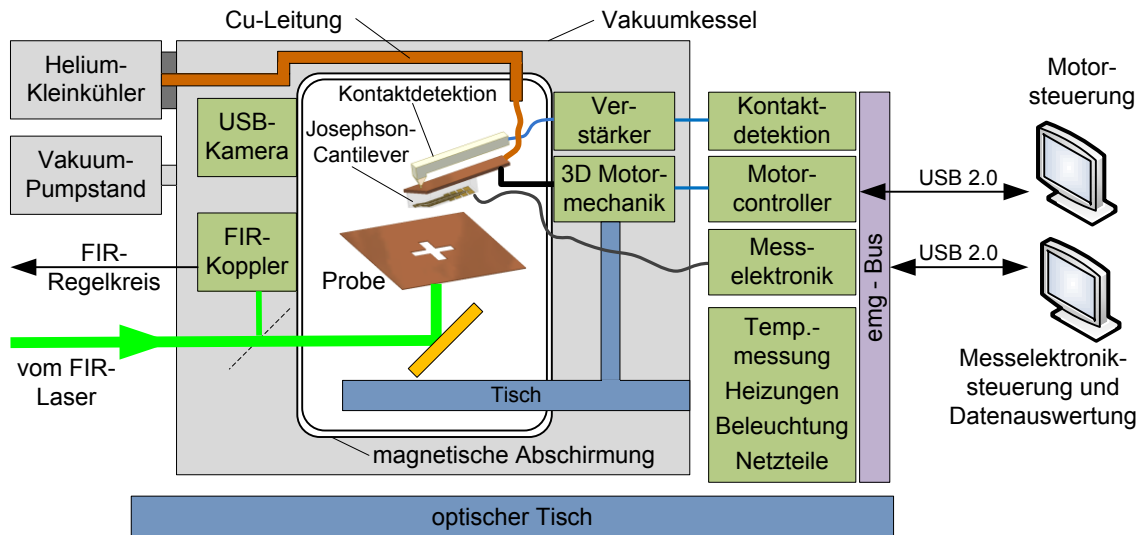


Abbildung 7.1.: Schematischer Aufbau des neuen THz-Mikroskops.

7.1.1. Der Josephson-Cantilever-Halter

Die Sensoren im THz-Mikroskop sind Josephson-Kontakte. Sie sind empfindlich für elektromagnetische Strahlung, magnetischen Fluss und Temperatur. Sie befinden sich an der Korngrenze der verwendeten Bikristalle, die photolithographisch strukturiert und vereinzelt wurden. Ein so bearbeiteter Kristall wird Josephson-Cantilever genannt und ist auf eine Kupfer-Beryllium-Feder aufgeklebt, wie die Abbildung 7.2 zeigt. Unter Verwendung

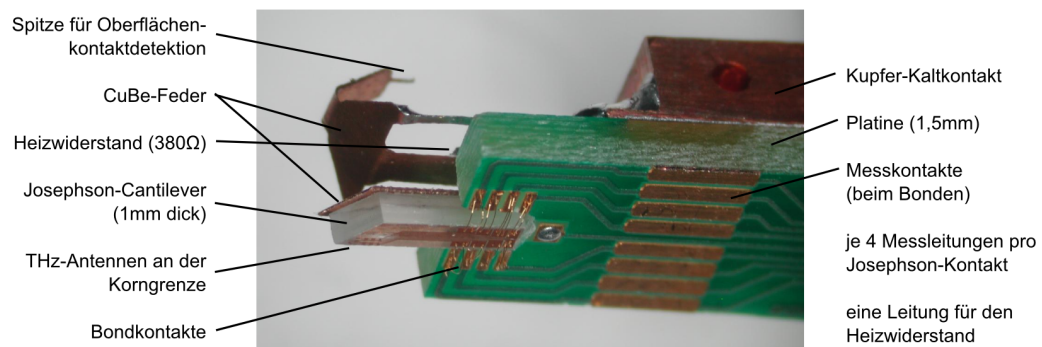


Abbildung 7.2.: Foto eines Josephson-Cantilevers mit Halterplatine.

einer speziellen Vorrichtung wird ein Josephson-Cantilever gebondet. So lassen sich die beiden Josephson-Kontakte pro Cantilever elektrisch ausmessen. Für jede Leitung am Stecker der Platine sind zwei parallele Kontakte vorgesehen, um die Ausfallwahrscheinlichkeit herabzusetzen. Berührt der Josephson-Cantilever ein Messobjekt, so verformt sich die Feder. Die Spitze an der Feder wird zur Kontakt-detektion verwendet, wie Abbildung 7.3 verdeutlicht. Eine sehr empfindliche Möglichkeit zur Kontakt-detektion wurde

mit einem Tuning-Fork-Cantilever realisiert.

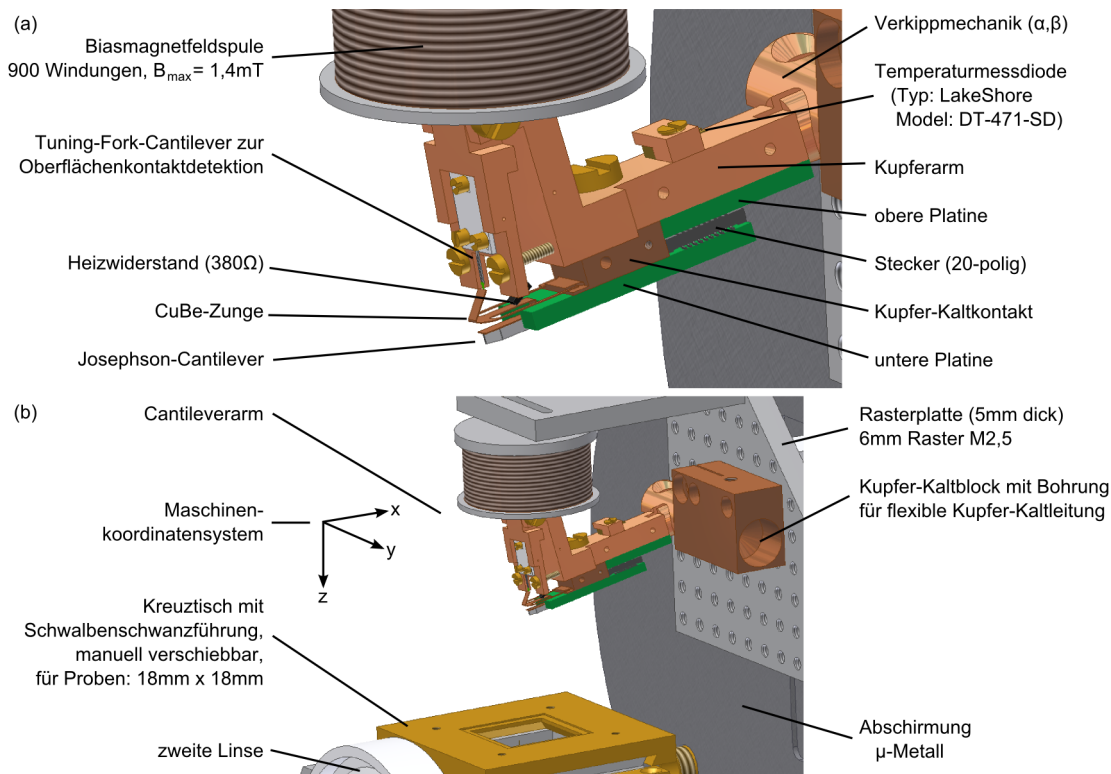


Abbildung 7.3.: 3D-Modelle: (a) Josephson-Cantilever-Halter, (b) Halter mit Probentisch im Messraum.

Eine Spule ist über dem Kupferarm angeordnet. So lässt sich, wie für einige Messungen gefordert, der magnetische Arbeitspunkt einstellen. Am Kupferarm und am Kupfer-Kaltblock wird die Temperatur mit einer Temperaturmessdiode gemessen. Der Kupferarm selbst kann mit einer Verkipmechanik um zwei Winkel gegenüber einem Kupferblock verstellt werden. Der Block ist über eine flexible Kupfer-Kaltleitung mit dem Kühlsystem verbunden und auf einer Gewinde-Rasterplatte befestigt. Dadurch wird eine geometrische Anpassung an das Messobjekt im Messraum unter dem Josephson-Cantilever erreicht. Im Messraum befindet sich ein Kreuztisch, der manuell lateral verstellt werden kann. Die FIR-Strahlung fällt über eine Linse von der Seite ein und wird durch einen Planspiegel unter dem Kreuztisch nach oben gespiegelt. So liegt die Strahltaile etwa in der Ebene, in der eine 18 mm x 18 mm große Probe eingebaut werden kann.

Messungen mit dem Tuning-Fork-Cantilever

In der Diplomarbeit von D. Günther [50] wurde eine Schaltung entwickelt, mit der sich Wegänderungen der Spitze im nm-Bereich auflösen lassen. Diese Schaltung wurde in das THz-Mikroskop als Kontaktdetektion eingebaut. Eingesetzt wurden Tuning-Fork-Cantilever (Akiyama-Probe) von *NANOSENSORSTM* [51].

7. Das THz-Mikroskop

An der Spitze der beiden Schenkel eines stimmgabelförmigen Schwingquarzes ist ein Silizium-Cantilever aufgebracht. Berührt die Spitze des Silizium-Cantilevers eine Oberfläche, so kommt es zu einer Verstimmung der Phase der Resonanzfrequenz des stimmgabelförmigen Schwingquarzes, die mit einer Phasenregelschleife ausgewertet wird.

Bei einem Experiment wurde die Spitze an eine Oberfläche angenähert, die mit einem Piezoaktor¹ bewegt werden konnte. Mit einer sinusförmigen Modulationsspannung mit einer Amplitude von $U_{mod} = 109$ mV am Piezoverstärkereingang wurde der Piezoaktor moduliert. Nach den Gleichungen 2.4 und 2.5 ergibt sich eine Modulationswegamplitude von $l_{Piezo} = 436$ nm. Wie Abbildung 7.4 zeigt, führt diese Wegamplitude zu einer Spannungsamplitude am Ausgang der Phasenregelschleife von $U_{PLL} = 142$ mV. Die

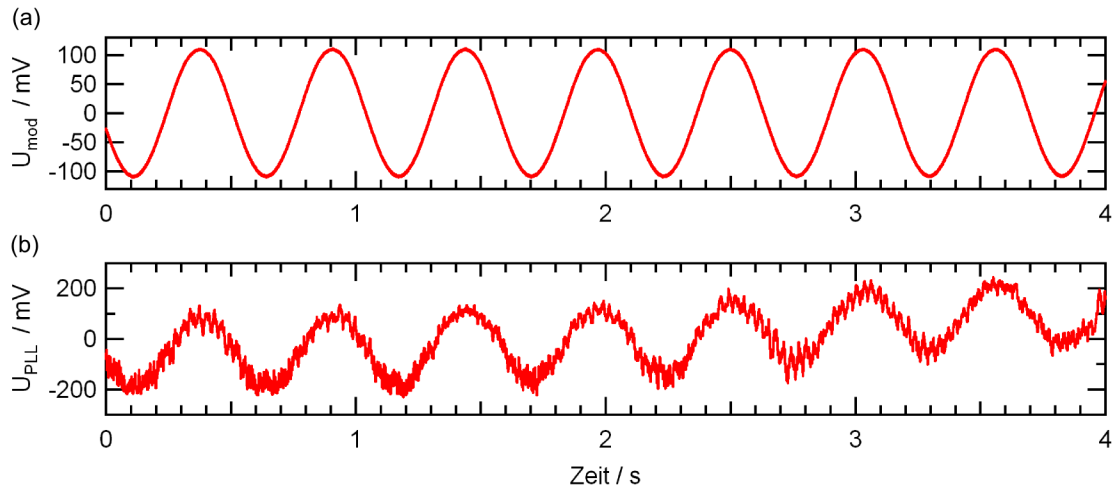


Abbildung 7.4.: (a) Modulationsspannung am Eingang der Piezoaktorverstärker und (b) Spannung am Ausgang der Phasenregelschleife der Kontaktdetektionsschaltung.

Empfindlichkeit der Kontaktdetektionsschaltung E ergibt sich damit zu:

$$E = \frac{U_{PLL}}{l_{Piezo}} = 326 \text{ mV}/\mu\text{m} . \quad (7.1)$$

Der Arbeitsbereich mit Silizium-Cantilever ist auf wenige 100 nm begrenzt. In der Diplomarbeit [50] wurde gezeigt, dass sich mit abgebrochenem Silizium-Cantilever, also nur mit dem stimmgabelförmigen Schwingquarz eine etwas unempfindlichere Kontaktdetektion realisieren lässt. Mit einem Arbeitsbereich von etwa $10 \mu\text{m}$ ist dieser zugleich robustere Betriebsmodus besser für die Verwendung am THz-Mikroskop geeignet. Bei diesem Betriebsmodus drückt die CuBe-Spitze aus der Abbildung 7.2 bei Annäherung an eine Oberfläche auf einen Schenkel des stimmgabelförmigen Schwingquarzes. Die daraus folgende Verstimmung der Phase der Resonanzfrequenz des stimmgabelförmigen

¹Der Piezoaktor ist baugleich dem am FIR-Laser.

Schwingquarzes wird von der Kontaktdetektionsschaltung detektiert.

Durch zeilenweises Rastern einer Messoberfläche lässt sich die Topographie wie bei einem Raster-Kraft-Mikroskop aufnehmen. Völlig ausreichend zur Detektion einer Oberfläche ist die Verwendung der Spitze als elektrischer Schalter. Dieser kann, wie auch die Schaltung der Kontaktdetektion, ein Signal liefern, um die Verfahrmotoren zu stoppen, falls die Kraft auf den Josephson-Cantilever zu groß wird. Eine Beschädigung soll so vermieden werden.

7.1.2. Die neue magnetische Abschirmung

Der Josephson-Kontakt ist ein sehr empfindlicher und richtungssensitiver Magnetfeldsensor. Störungen durch den magnetischen Fluss des Erdmagnetfeldes und künstliche Störungen durch die Laborelektronik müssen abgeschirmt werden. Dazu wurde eine magnetische Abschirmung aus drei Lagen 2 mm dickem μ -Metalls konstruiert. Die Neukonstruktion war zwingend notwendig, da der Messraum der alten Abschirmung zu klein war und zudem keine Bohrung für eine quasioptische Strahlungseinkoppelung vorgesehen war. Die äußere Aluminiumlage der neuen Abschirmung schirmt elektromagnetische Störungen ab und trägt die inneren Lagen. Ungünstigerweise sind die Flanschdurchmesser der Vakuumkammer mit einem Durchmesser von 150 mm kleiner als der erforderliche Durchmesser der Abschirmung. Aus diesem Grund wurden die runden Abschirmlagen in je drei Segmente zersägt und die komplette Abschirmung in der Vakuumkammer zusammengebaut. Durch die mechanische Bearbeitung in der Institutswerkstatt, insbesondere durch das Rundwalzen des μ -Metalls, wurde die magnetische Permeabilität herabgesetzt. Auf das Glühen zur Erhöhung der magnetischen Permeabilität wurde verzichtet. Messungen bestätigten, dass die Abschirmwirkung ausreichend ist.

Gehalten wird die Abschirmung in Abbildung 7.5 durch einen Klemmring im unteren Flansch der Vakuumkammer. Im hinteren Flansch ist ein Spannring befestigt, der den Kaltkontakt trägt. Dieser ist durch einen Durchbruch mit dem Helium-Kleinkühler verbunden. Das Innere der Abschirmung ist durch fünf weiße LEDs beleuchtet und die Beobachtung ist durch eine hochauflösende USB-Kamera möglich. Während des Verfahrens der Motoren kann der Messraum beobachtet werden. In den Experimenten störte die Kameraelektronik die Messungen nicht.

7.1.3. Der Einschub am vorderen Flansch

Durch den vorderen Flansch des THz-Mikroskops kann, auf einer Führung gelagert, ein Tisch in das THz-Mikroskop gefahren werden, auf dem sich der Messaufbau und der Josephson-Cantilever-Halter befinden. So werden auch die Kontaktflächen des Kaltkontakts zusammengebracht und die Abschirmung geschlossen, wie Abbildung 7.6 an

7. Das THz-Mikroskop

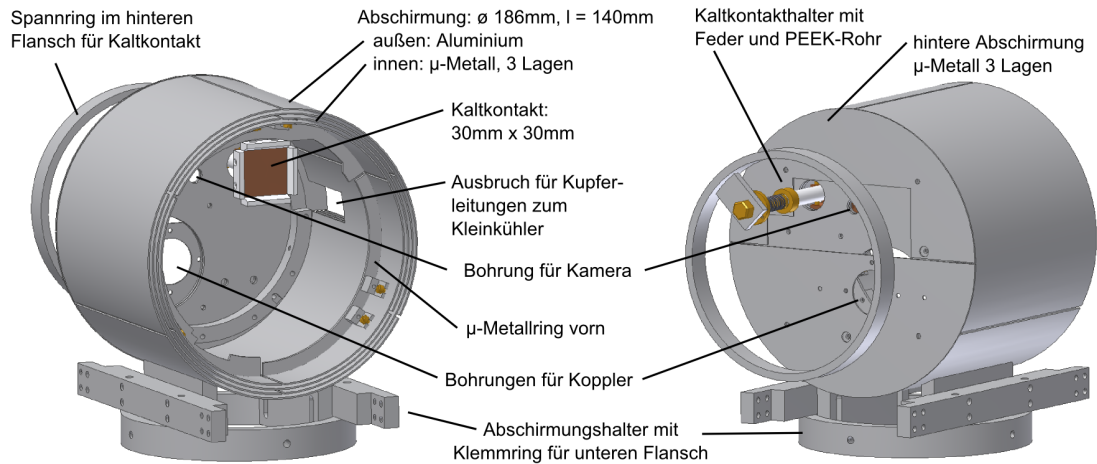


Abbildung 7.5.: 3D-Modell der neuen magnetischen Abschirmung.

3D-Modellen zeigt. Zur besseren Übersicht sind dort einige Teile nicht gezeigt. Um das Messsystem an die neuen Experimente anzupassen, war es notwendig, große Teile des bestehenden Aufbaus umzubauen. Die FIR-Strahlung vom Laser gelangt nach dem Umbau über den hinteren Flansch, durch den quasioptischen Koppler und durch die Abschirmung auf den Planspiegel im Kreutztisch. Je nach Experiment wird die zweite Linse mit dem Planspiegel, ein off-axis-Parabolspiegel oder nur der Planspiegel verwendet. Sehr problematisch ist dabei, dass der Kreutztisch nur seine Position einnimmt, wenn der Einschub eingefahren und das THz-Mikroskop geschlossen ist. Dann ist der Messraum — vor einer Messung mit dem Josephson-Cantilever — nicht mehr für eine Justage mit THz-Detektoren zugänglich. Nur mit dem off-axis-Parabolspiegel, der eine optische Qualität besitzt, war eine Beobachtung des Strahlverlaufs und des Fokus mit grünem Licht einer sehr hellen LED am Auskoppelfenster des Lasers und der Mikroskopkamera möglich. Es stellte sich raus, dass die Justage des off-axis-Parabolspiegels sehr empfindlich auf Winkelverkipnungen gegenüber der Strahlachse ist. Im alten System befand sich der Messaufbau mit der 3-Achs-Mechanik, die den Josephson-Cantilever-Halter trägt, auf einer Tischplatte, die über sechs Gummipuffer gelagert wurde. Diese sollten störende Schwingungen, verursacht durch den Kleinkühler, dämpfen. Durch diese Gummipuffer und die auf den Kaltkontakt wirkende Kraft verkippt sich der Tisch gegenüber dem festen Tisch um einen Winkel von circa 5° . Die als Kugelgelenk und laterales Lager fungierende Feder am Kaltkontakthalter kann die Verkipfung und den Höhenversatz ausgleichen und eine optimale Flächenpressung des Kaltkontaktes gewährleisten. Durch die Gummipuffer verbiegt sich die Feder und das PEEK-Rohr ist nicht mehr coaxial mit der Bohrung in der Abschirmung, wie Abbildung 7.7 zeigt. Eine Analyse der Schwingungsamplitude am Josephson-Cantilever-Halter ergab, dass die Gummidämpfer wirkungslos

7.1. Mechanischer Aufbau des THz-Mikroskops

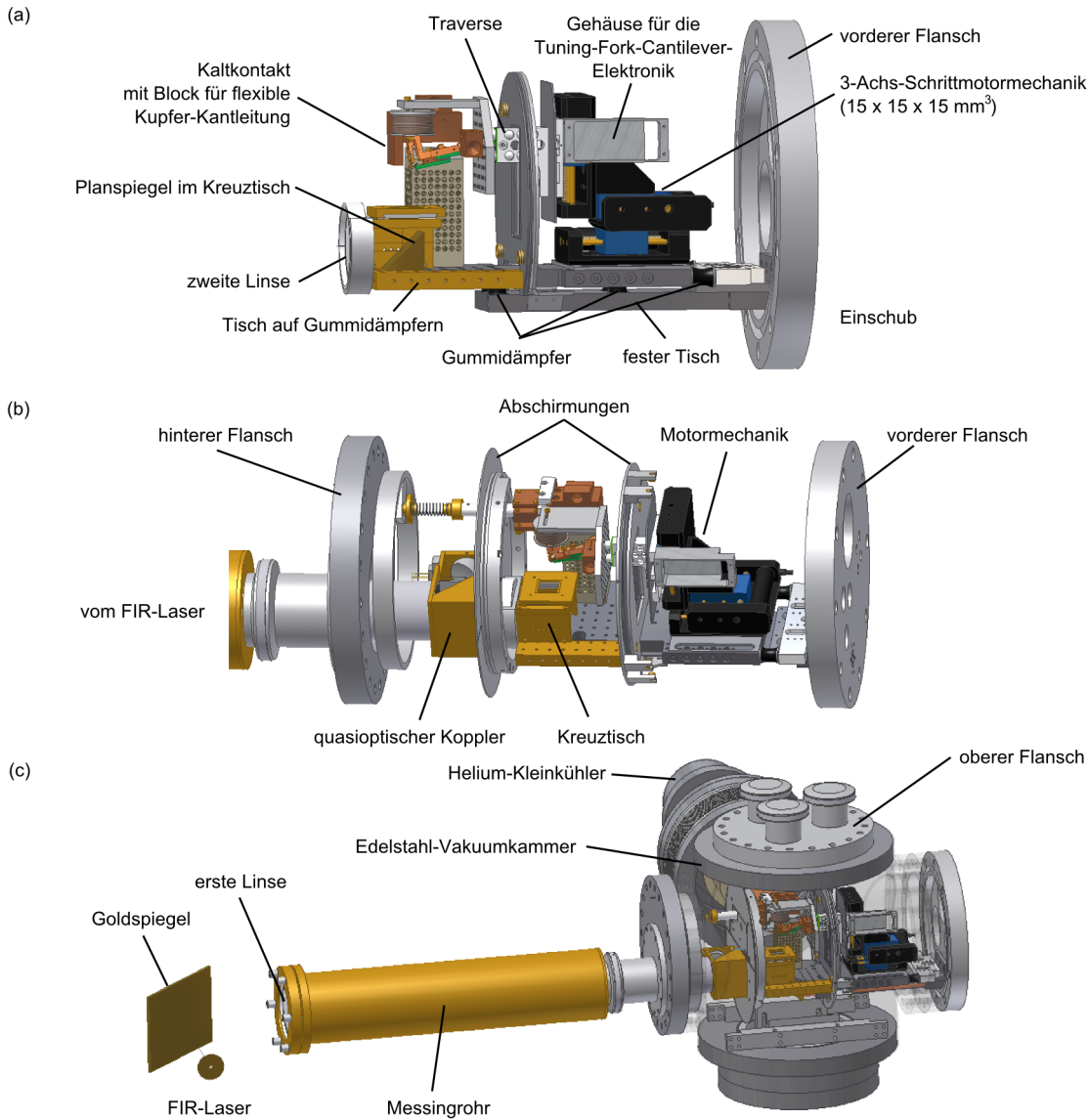


Abbildung 7.6.: 3D-Modelle: (a) THz-Mikroskop-Einschub, (b) Innenansicht des THz-Mikroskops und (c) Vakuumkessel mit Messingrohrsystem; ein Teil des Vakuumkessels ist halb transparent dargestellt.

7. Das THz-Mikroskop

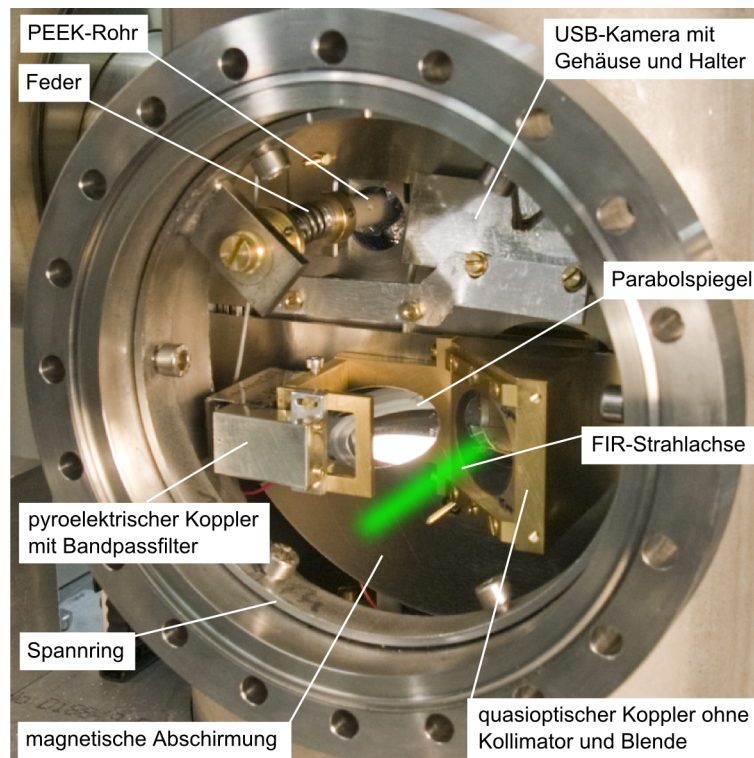


Abbildung 7.7.: Hinterer Flansch des THz-Mikroskops.

waren. Durch den Austausch gegen Aluminiumabstandsstücke wurde das Problem der Verkipfung beseitigt.

Die Vakuumkammer ist mit einem Kleinkühler verbunden. Dieser Helium-Kleinkühler an dem THz-Mikroskop besteht aus einem zweistufigen Kaltkopf und einem externen Kompressor der Firma Leybold Vakuum Systems. Der Kaltkopf arbeitet nach dem Gifford-McMahon-Prinzip. Ein Kolben bewegt sich mit einer Frequenz von circa 2 Hz und verursacht starke Vibrationen des kompletten THz-Mikroskops. Diese Vibrationen beschränken zur Zeit das räumliche Auflösungsvermögen des Mikroskops. Der optische Tisch ist wirkungslos und vergrößert zudem die Schwingungsamplitude, wie Messungen gezeigt haben. Sie stören zudem das optisch gepumpte Lasersystem. Auch die Akustik des Kompressors und des Kaltkopfes wirken störend und modulieren die Laserleistung. Eine Entkopplung ist zur Zeit nicht möglich.

7.2. Messsystem des THz-Mikroskops

Das Messsystem des THz-Mikroskops besteht aus mehreren 19-Zoll-Einschubkarten, die in einem Rack integriert sind. Es ist mit zwei Computern zur Steuerung und Auswertung der Messdaten verbunden. Sämtliche Elektronik und die notwendige Software wurde im

Rahmen dieser Arbeit für das THz-Mikroskop entwickelt.

7.2.1. Messelektronik

Die wichtigste Einschubkarte ist die Messelektronik, die am Josephson-Kontakt Strom-Spannungs-Kennlinien misst. Über eine weitere Einschubkarte, das USB-Modul, wird eine Verbindung zu dem Messcomputer hergestellt. Die Messelektronik hat die Aufgabe, einen zeitlich veränderlichen Messstrom durch den Josephson-Kontakt einzuprägen, die an dem Kontakt abfallende Spannung sowie den Strom zu messen und die gemessenen digitalen Messdaten an den Messcomputer zu übertragen. Die so aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien enthalten Informationen über das am Messort vorherrschende Magnetfeld, die Hochfrequenzintensität und die Temperatur. Die Bildfläche wird zeilenweise abgerastert und dabei wird im Abstand weniger ms jeweils eine Kennlinie aufgenommen. Diesen Daten werden ausgewertet und graphisch dargestellt.

Die Messelektronik in der Abbildung 7.8 ist fähig, eine Million 16-Bit Stromwerte in einem SRAM-Speicher zwischen zu speichern und zyklisch an einen 16-Bit-Digital-Analog-Umsetzer (Typ: MAX5885, 16 Bit, 200 MSps) zu übertragen. Mit einer Auflösung von 500 nA lassen sich beliebige, am Computer generierte Stromsignale durch den Kontakt einprägen. Der Ausgang des Umsetzers ist unipolar und ein schneller Analogschalter ermöglicht die Richtungsumschaltung des Messstroms. Dieser fließt durch ein doppelt abgeschirmtes Kabel von der Messelektronik zu dem Josephson-Kontakt in der Vakuumkammer. Zwei rauscharme, zweistufige Verstärker sorgen für die Anpassung der Messsignale an die differentiellen Eingänge der 14-Bit-Analog-Digital-Umsetzer (Typ: ADS5500, 125 MSps, 14 Bit). Die Steuerung der gesamten Schaltung wurde in programmierbarer Logik mit der Softwareumgebung Quartus II von Altera entwickelt und in drei CPLD-Chips geladen. Diese digitalen Chips steuern den Ablauf der Messelektronik. Die Steuerung, die mehrere vernetzte Medwedev-Zustandsautomaten übernehmen, ist sehr komplex. Eine Vorstufe der Messelektronik entstand in einer Diplomarbeit [52] und wurde ursprünglich nicht für das THz-Mikroskop entwickelt. Die komplette Elektronik ist für den dreistelligen MHz-Bereich ausgelegt und erscheint hier überdimensioniert. Zusammen mit der analogen Breitbandeingangsstufe für zwei Kanäle bis 50 MHz aus einer Studienarbeit [53] ist die Realisierung eines digitalen Speicheroszilloskops möglich. Als Messelektronik wurde die Elektronik für den kHz-Bereich angepasst und kann sehr rauscharm die Messdaten aufnehmen.

Im Laufe der Entwicklung wurden insgesamt vier verschiedene Analogteile mit den Verstärkern aufgebaut und verbessert. Alle bestanden aus rauscharmen Instrumentenverstärkern, realisiert mit je drei Operationsverstärkern vom Typ LT1028 in der ersten Verstärkerstufe. Die spektrale Rauschleistungsdichte bezogen auf den Verstärkereingang

7. Das THz-Mikroskop

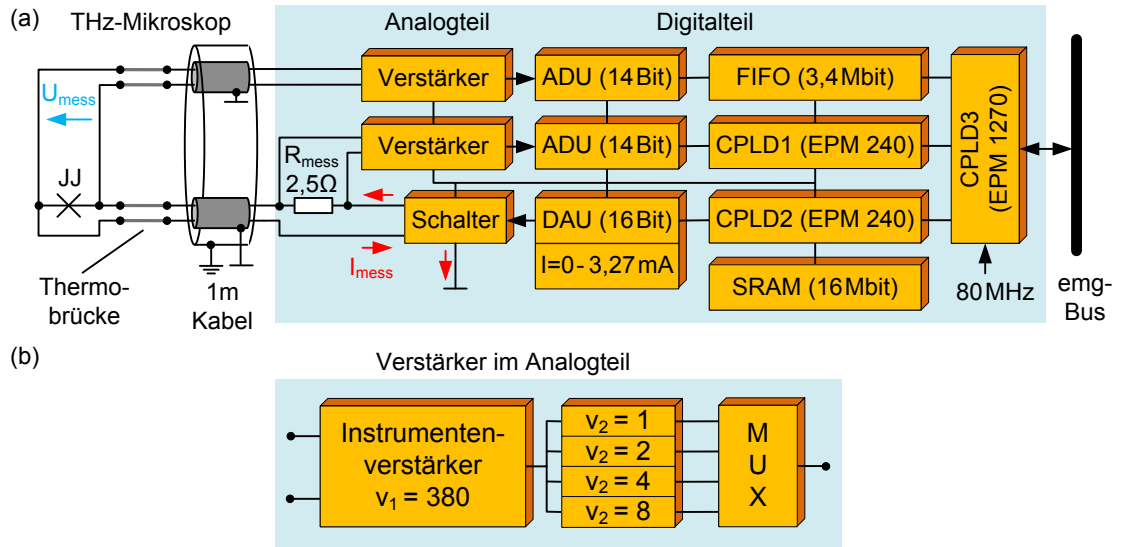


Abbildung 7.8.: (a) Blockschaltbild der Einschubkarte der entwickelten Messelektronik. (b) Der Verstärkerblock aus dem Blockschaltbild besteht aus zwei Stufen und einem Analogmultiplexer (MUX).

der ersten Stufe mit einer Verstärkung von $v = 380$ zeigt die Abbildung 7.9 (a). Mit diesem Verstärker wurden viele Messungen gemacht. Die hohe Bandbreite ermöglicht eine sehr schnelle Aufnahme vollständiger Strom-Spannungs-Kennlinien, und damit eine hohe örtliche Auflösung während des zeilenweisen Rastern eines Bildes.

In der zweiten Verstärkerstufe in der Abbildung 7.8 (b) wurde ein differentieller Differenzverstärker vom Typ LT6600-2.5 verwendet. Die Messung der spektralen Rauschleistungsdichte bei kurzgeschlossenem Eingang zeigt die Abbildung 7.9 (b). Über das Steuerprogramm und einen Analogmultiplexer kann zwischen vier verschiedenen Verstärkungen umgeschaltet werden. Für die Messung wurden vier Verstärkungen ausgewählt. In der letzten Analogteilversion sind die Verstärkungen über Spindeltrimmer stufenlos einstellbar und werden an den jeweiligen Josephson-Kontakt angepasst. Durch die Messung der Spannung in der Shapiro-Stufe lässt sich die Verstärkung bestimmen. Die Rauschanalyse ergab, dass das Rauschen der zweiten Stufe gegenüber der ersten vernachlässigt werden kann. Für die Aufnahme der kompletten Strom-Spannungs-Kennlinie ist die Verstärkung der zweiten Stufe $v = 1$ und das gesamte Verstärkerrauschen ist kleiner als das Eigenrauschen des verwendeten Analog-Digital-Umsetzers, wie die Auswertung der digitalen Messdaten im Abschnitt 8.7.2 zeigt. Wie zudem dort gezeigt wurde, ist eine Mittelung der Messdaten zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses unter Reduzierung der Messbandbreite möglich. Bei dem Arbeitspunktverfahren, bei dem ein konstanter Strom durch den Josephson-Kontakt eingeprägt wird, wird eine höhere Verstärkung in der zweiten Stufe gewählt.

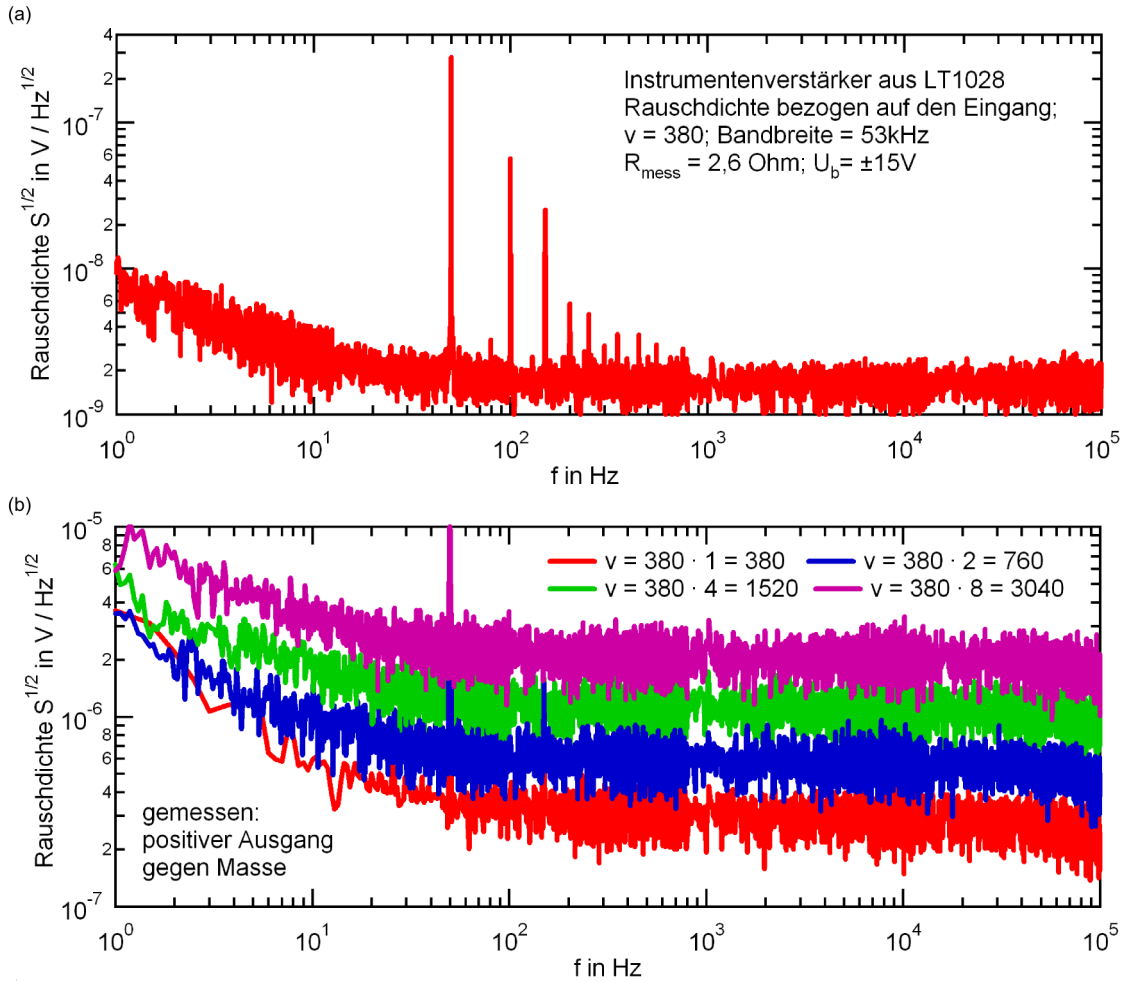


Abbildung 7.9.: Spektrale Rauschleistungsdichte: (a) des Instrumentenverstärkers in der ersten Verstärkerstufe und (b) am Ausgang des differentiellen Verstärkers hinter der zweiten Verstärkerstufe, also am Eingang des ADU.

7.2.2. Weitere Karten des Messsystems

Wie erwähnt, besteht das Messsystem aus mehreren 19-Zoll-Einschubkarten. Ein eigens dafür entwickeltes paralleles Bus-System (emg-Bus) verbindet die Karten, wie in der Abbildung 7.10 dargestellt. Zur Kommunikation zwischen dem Messsystem und einem

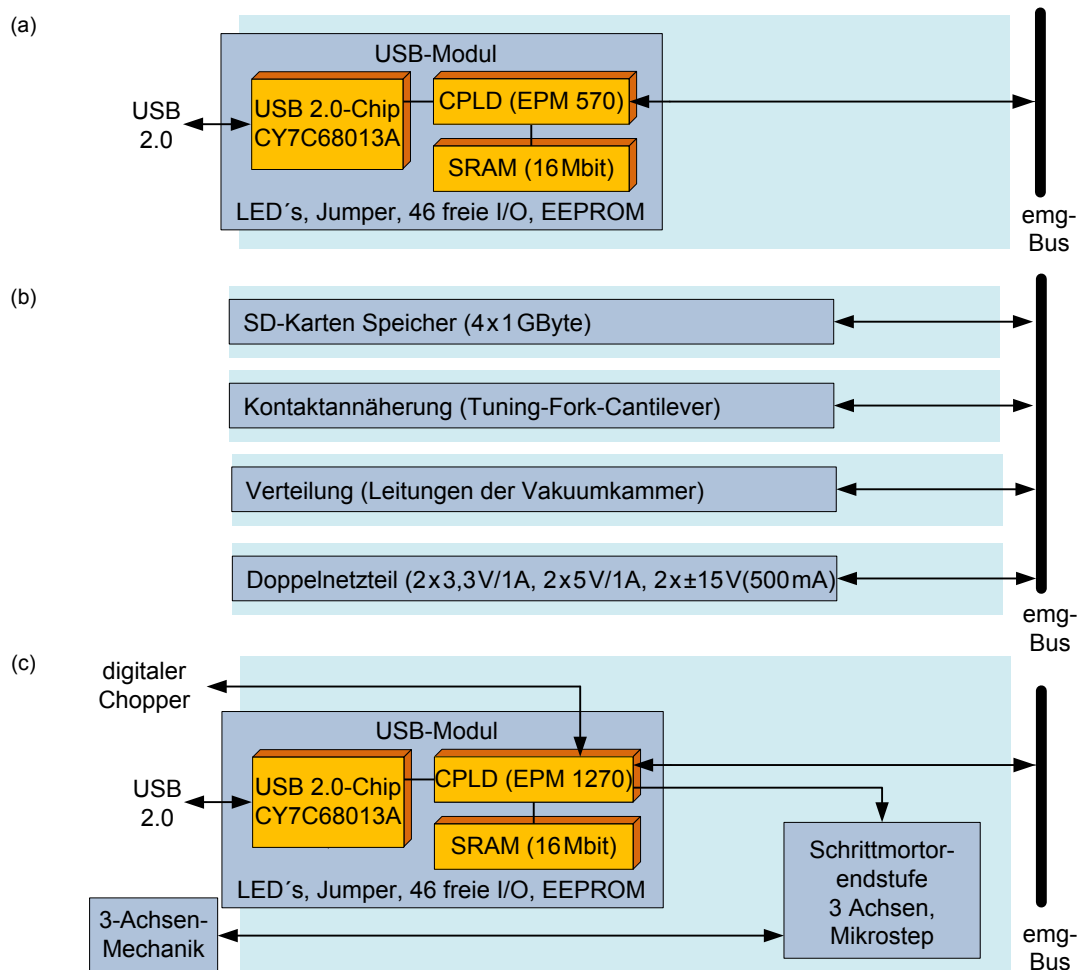


Abbildung 7.10.: Blockschaltbilder diverser Einschubkarten: (a) USB-Modul, (b) vier Einschubkarten und (c) Schrittmotorcontroller.

Computer wurde das USB-Modul entwickelt. Es basiert auf dem USB 2.0-Chip (Typ: CY7C68013A von Cypress), mit dem zuvor am Institut Erfahrungen gesammelt wurden. Besonders erfolgreich wurde es durch die Kombination mit einem CPLD (EPM570 oder wahlweise EPM1270) und einem SRAM-Speicher (Typ: CY7C1061BV33-10ZXC, 16 MBit), der optional bestückt werden und als Datenpuffer fungieren kann. Die programmierbare Logik erlaubt die Realisierung beliebiger Schnittstellen, die sich an das jeweilige System, in das es eingebettet wird, anpassen lassen. Komplette universelle Steuerungen lassen sich in den CPLD programmieren, wie am Beispiel des Schrittmotor-

torcontrollers im Folgenden gezeigt wird. Über die beiden 50-poligen ERNI-Stecker in der Abbildung 7.11 stehen 46 Leitungen bereit, die frei programmiert werden können. Das Modul wurde in mehreren externen Projekten und in mehreren anderen wissenschaftlichen Arbeiten als Schnittstelle eingesetzt [54, 55, 56]. Gemessen wurde eine kontinuierliche Datenübertragungsrate von 30 MByte/s und eine maximale Datenübertragungsrate von 34 MByte/s.

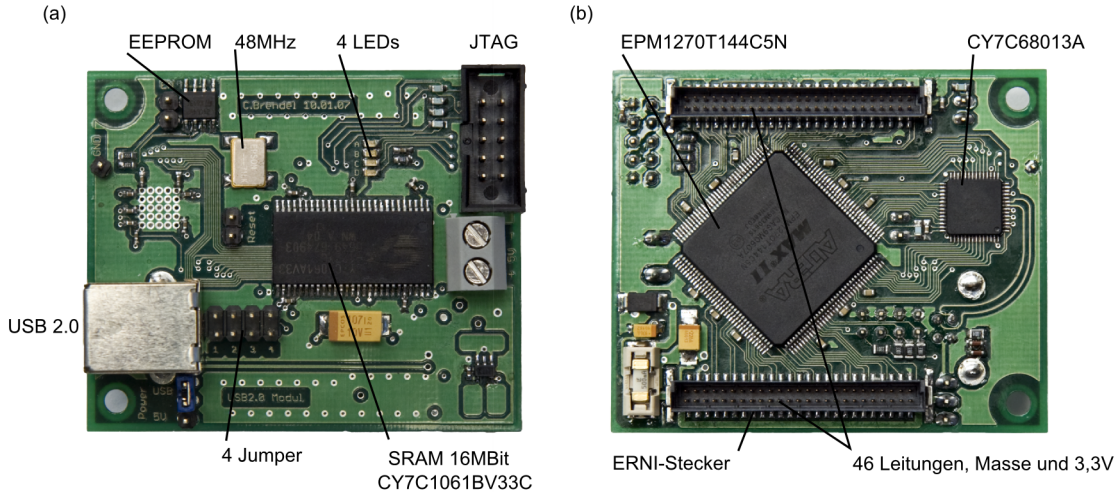


Abbildung 7.11.: USB-Modul: (a) Ansicht von oben und (b) Ansicht von unten.

Auch die Schaltung der bereits vorgestellten Kontaktannäherung aus der Diplomarbeit [50] befindet sich im Messsystem. Einige Leitungen des THz-Mikroskops von drei Heizungen, zwei Temperatursensoren und der Biasspule laufen an einer Verteilerkarte zusammen. Ein analog geregeltes Doppelnetzteil mit sechs Versorgungsspannungen wurde für das Messsystem entwickelt. Das USB-Modul kann über das USB-Kabel versorgt werden. So ist es möglich, das Doppelnetzteil und damit das Messsystem vom Steuercomputer aus anzuschalten. Für den Schrittmotorcontroller gibt es eine eigene Einschubkarte, dieser steuert die drei Schrittmotoren in der 3-Achs-Motormechanik in der Abbildung 7.6.

7.2.3. 4-Achs-Schrittmotorcontroller

Aus drei RS232-Einzelachsencontollern vom Typ: C-862 und drei Verfahrereinheiten vom Typ: M-111 der Firma Physikinstrumente bestand in der Vorgängerarbeit das Motorsystem. Laut Herstellerangaben sind die Controller nicht dafür geeignet, ein Volumen automatisch abzufahren. Durch die Programmierung von Makros in die Controller und mit Hilfe einer zusätzlichen Elektronik konnte dies jedoch realisiert werden. Während ein Makro durch eine Motorfahrt ausgeführt wurde, gab es jedoch keine Möglichkeit, den

7. Das THz-Mikroskop

Motor sofort zu stoppen, wenn die Annäherungsschaltung einen Oberflächenkontakt detektierte.

Die Motorcontroller waren ungeeignet und die Misere wurde durch eine eigene Entwicklung des 4-Achs-Schrittmotorcontrollers gelöst. In den Verfahreinheiten wurden die DC-Motoren durch Schrittmotoren mit Planetengetriebe und Inkrementalgeber ausgetauscht (Typ: 1524-A-0.25-12.5-06-0904 AE 23B8 15AK). Der komplette neue Controller wurde mit der Softwareumgebung Quartus II von Altera entwickelt und in den CPLD (Typ: EPM1270) eines USB-Moduls geladen. Die Trägerplatine in der Abbildung 7.10 (c) stellt nur die Verbindungen zwischen dem USB-Modul, dem emg-Bus, der Schrittmotorendstufe und den Frontplattenelementen dar. So war die Hardwareentwicklung relativ einfach. Drei Achsen befinden sich in der Verfahrmekhanik. Als vierte Achse wird ein Ausgang bezeichnet, an dem sich ein weiterer Schrittmotor anschließen lässt. Aufgebaut wurde dafür eine Polarisationsgittereinheit im Lasersystem, die sich durch einen Schrittmotor drehen lässt. Die Verwendung der vierten Achse ist variabel und optional. Die Leistungsfähigkeit der programmierbaren Logik verdeutlicht die Abbildung 7.12 an den beiden Beispielen in des Schrittmotorcontrollers und des Signalformgenerators in der Schrittmotorendstufe.

Ein Medwedev-Zustandautomat unterscheidet zwischen einem 160-Bit-Taktblock und einem 112-Bit-Positionsblock, die von dem neuen Motorsteuerprogramm gesendet werden und den Controller konfigurieren. So stehen vier Takte, mit einer Frequenzauflösung von 43 nHz^2 , für die vier Schrittmotoren bereit. Damit können Zähler gestartet werden, die solange zählen, bis die jeweiligen Werte im Positionsblock erreicht sind. Takt und Richtungsinformation gehen direkt zu der Schrittmotorendstufe. Die Endausschalter der Verfahreinheiten, beziehungsweise eine Lichtschranke geben Positionsinformationen, auf die der Controller reagieren kann. Durch den Kontaktalarm-Eingang können die Motoren bei Oberflächenkontakt sofort gestoppt werden. Die je 20-Bit Position der vier Achsen werden dann automatisch in den FIFO-Speicher des USB-Chips geschrieben und können vom Motorsteuerprogramm abgerufen werden.

Der Start einer Zeilenfahrt bei einer Bildaufnahme kann auf den Chopper im Lasersystem synchronisiert werden. Zugleich kann darauf auch die Messwertaufnahme durch die Messelektronik dazu synchronisiert werden. Als Taktquelle kann der digitale Chopper mit seinem internen Quarzoszillator oder der Schrittmotorcontroller wirken. Auch der Messtakt, mit dem die Messelektronik die Aufnahme einer Strom-Spannungs-Kennlinie triggert, kann von dem Schrittmotorcontroller erzeugt oder von dem Lichtschrankensignal des Choppers abgeleitet werden. Dazu stehen zwei weitere Takte mit einer Frequenzauflösung von bis zu 43 nHz im Controller bereit, die im Motorsteuerprogramm konfiguriert und durch eine Taktauswahl geschaltet werden. Synchron zu der Zeilenfahrt

²Diese extrem hohe Frequenzauflösung bezieht sich nur auch die kleinste Ausgangsfrequenz.

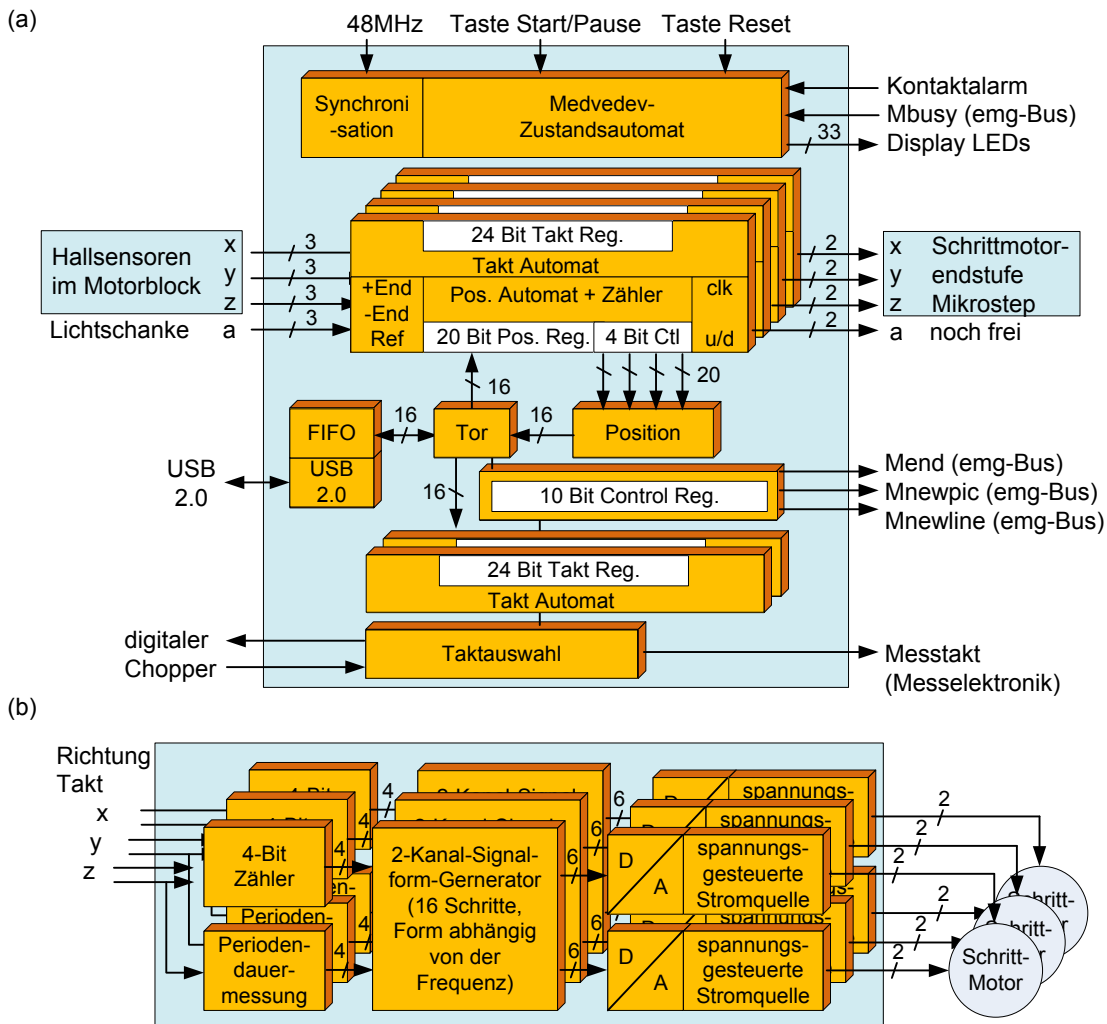


Abbildung 7.12.: Blockschaltbilder: (a) Schrittmotorcontrollers realisiert einem CPLD EPM1270 und (b) Endstufe des Schrittmotorcontrollers realisiert einem CPLD EPM570.

und der Bildaufnahme werden die Steuersignale auf den emg-Bus gegeben, durch die die Messelektronik Kennungen in den Datenstrom einbaut, die für die Datenspeicherung in einzelne Zeilen- und Bilddateien am Messdatencomputer verantwortlich sind.

7.2.4. Motorsteuerprogramm für den Schrittmotorcontroller

Für den Schrittmotorcontroller wurde ein Motorsteuerprogramm entwickelt, das gleichzeitig auch die Messelektronik konfiguriert. Es ist in mehrere Karteikarten geordnet und ermöglicht die Aufnahme von Bildern in planparallelen, äquidistanten Messebenen. Mit diesem Motorsteuerprogramm wurden fast alle Messungen dieser Arbeit durchgeführt. Das Programm wurde als Vorlage für eine Bachelorarbeit von S. Kroschel [59] verwendet und der Funktionsumfang erheblich erweitert. Zusätzlich entstand in der Arbeit auch eine Dokumentation des Schrittmotorcontrollers und des neuen Programms.

7.2.5. Endstufe des Schrittmotorcontrollers

Zwei Versionen einer Schrittmotorendstufe wurden aufgebaut, die Takt- und Richtungssignale in die Ströme durch die beiden Spulen der jeweiligen Motoren umwandeln. Interessant war die Feststellung, dass die PWM-Stromsignale des verwendeten Schrittmotortreibers (Typ: L6219) zu Störungen des Josephson-Kontakts führten. Die hohen Frequenzanteile der PWM-Stromsignale koppelten über diverse Kopplungsmechanismen in die Messleitungen ein und modulierten den kritischen Strom des Josephson-Kontakts. Eine Tiefpassfilterung der Motorströme war nicht möglich, da dies die Stromregelung beeinflusste.

Die zweite Version der Schrittmotorendstufe, nach Abbildung 7.12 (b), besteht aus einem Signalgenerator, realisiert mit einem CPLD (Typ: EPM570) und einer analogen Stromregelung. So werden zwei, um 90° phasenverschobene sinusähnliche Stromsignale mit sechs Bit Auflösung für jeden der drei Motoren generiert. Von jeder Taktperiode wird die Periodendauer bestimmt. Die Periodendauer hat eine sofortige Auswirkung auf die Amplitude des Stroms. Dabei ist der Frequenzbereich des Motortakts in 15 Bereiche unterteilt. Der Hintergrund ist die Kompensation der Drehzahl-Drehmoment-Kennlinie. Danach ist für niedrige Drehzahlen das Drehmoment hoch und die Stromamplitude ist sinusähnlich und klein. Durch den geringeren Haltestrom im Stillstand wird zudem die Eigenerwärmung reduziert. Der Stromregelkreis, mit einem Maximalstrom von 210 mA, wurde mit einer Totempfahl-Schaltung erreicht. Zu höheren Motorfrequenzen wird die Amplitude in 15 Schritten immer größer und wird schließlich rechteckförmig wie im Vollschrittbetrieb. Die 6-Bit-Quantisierung erlaubt zudem die Unterteilung eines Schrittmotorschritts in vier Mikroschritte. So wird eine Positionsauflösung von 279 nm pro Mikroschritt erreicht.

7.3. Charakterisierung des Kühlsystems

Der Umbau der magnetischen Abschirmung erforderte eine Neukonstruktion des Kühlsystems, welches die Wärme vom Cantileverarm zum Kleinkühler überträgt. Das in [9] vorgestellte Prinzip wurde erhalten und verbessert. Aus diesem Grund sollen hier nur die wesentlichen Änderungen diskutiert werden. In der Vorgängerarbeit wurde ein Kegelsystem als Kaltkontakt verwendet. Es kam jedoch zu einer Reduzierung der Kontaktfläche, da das Gleithülsenlager mit Feder die Winkelverkipfung, verursacht durch die Gummipuffer, nicht ausgleichen konnte. Eine deutliche Verbesserung brachte die quadratische Kontaktfläche mit einer Feder, die als Kugelgelenk und laterales Lager fungierte und so die Verkipfung ausgleichen konnte. So konnte die minimale Temperatur am Cantileverarm um 17 K auf 39 K gesenkt werden. Eine niedrige Messtemperatur steigert die Messempfindlichkeit im THz-Bereich, wie Abschnitt 8.6 zeigt.

Abkühlbarer Probenstisch

Neu ist auch ein abkühlbarer Probenstisch, auf dem eine Probe befestigt und über den diese mit Messleitungen versorgt werden kann. Die Kupfertischplatte, mit einem Durchmesser von 25 mm, ist von vier Lagen Superisolationsfolie umgeben. Zudem ist die Tischplatte beheizbar und mit einer Temperaturmessdiode (LakeShore, Modell: DT-417-SD) ausgestattet. Die Messleitungen am Tisch sind dünne Manganindrähte mit einer schlechten Wärmeleitfähigkeit. Durch diese Thermobrücke wird der Wärmeeintrag in das Kupfer minimiert. Den Messaufbau mit dem Probenstisch zeigt die Abbildung 7.13. Auch der Kupferblock, der den Kaltkontakt trägt, ist mit Superisolationsfolie thermisch abgeschirmt. Hinter der PEEK-Säule (Polyetherketon, temperaturbeständiger thermoplastischer Kunststoff), die den Kupferblock trägt, ist eine weitere Thermobrücke mit 24 Leitungen für diverse Signale untergebracht. Sie ist, genau wie die dritte Thermobrücke für die Messsignale von den beiden Josephson-Kontakten hinter der Rasterplatte nicht in der Abbildung zu sehen.

Abkühlkurven

Gemessen wurden Abkühlkurven nach dem Anschalten des Kleinkühlers. Es standen zwei Temperaturmessdioden gleichen Typs zur Verfügung (Modell: DT-417-SD). Obwohl die Kühlleistung des Kleinkühlers mit fallender Temperatur kleiner wird, wird der Temperaturverlauf kurz vor Erreichen der Endtemperatur steiler. Das liegt an der abfallenden Wärmekapazität und zugleich an einem Anstieg der Wärmeleitfähigkeit des verwendeten, sehr reinen Kupfers. Die Messkurven sind in der Abbildung 7.14 dargestellt. Ohne Probenstisch ist die Abkühlzeit mit $t_A \approx 100$ min, zu der die Endtemperatur erreicht

7. Das THz-Mikroskop

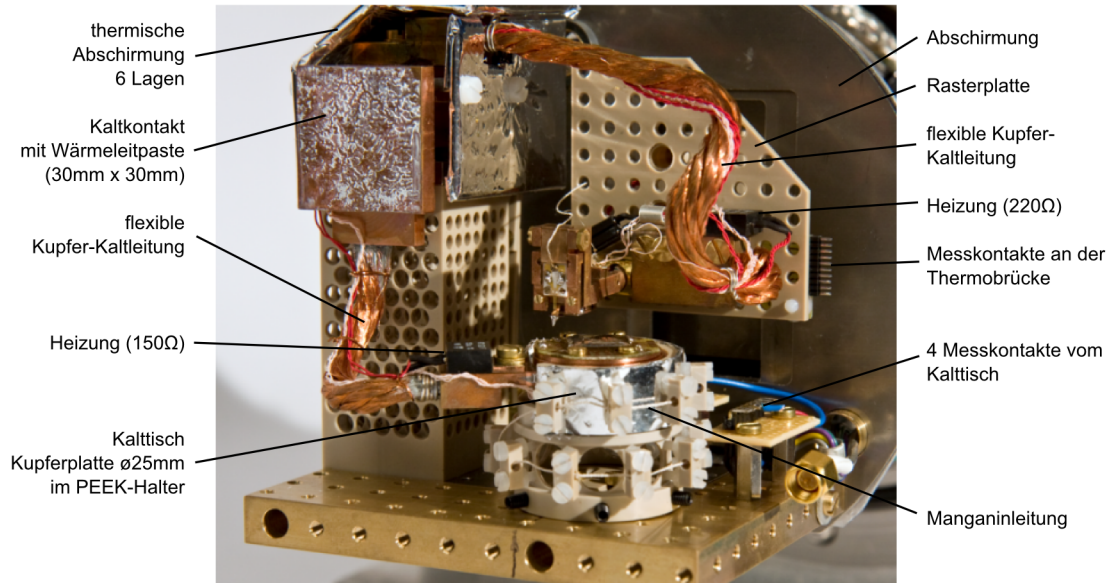


Abbildung 7.13.: Innenansicht des THz-Mikroskops, vorbereitet für eine Temperaturmessung am Proben-Kalttisch.

wird, vergleichbar mit Werten der alten Messdaten [9]. Am Kaltkopf des Kleinkühlers wurde eine Temperatur von circa 8,5 K gemessen. Durch das Einfügen einer zusätzlichen Kupfermasse von 72 g des Probenstischs verlängert sich die Abkühlzeit um circa 17 min und die Endtemperatur am Cantileverarm erhöht sich um circa 1 K. Die Auswertung der Messdaten zeigt, dass ohne Probenstisch zwischen dem Block am Kaltkontakt und dem Cantileverarm eine relativ hohe Temperaturdifferenz von circa 17 K besteht, obwohl der Arm genau so wie der Tisch über eine dicke Kupferlitze³ mit dem Block verbunden ist. Im Vergleich dazu erreicht der Probenstisch eine viel niedrigere Temperatur. Zwischen dem Tisch und dem Cantileverarm besteht eine Temperaturdifferenz von circa 12 K.

Hauptursachen für die höhere Cantileverarmtemperatur sind die etwa doppelt so lange Kupferlitze mit einem dadurch größeren Wärmewiderstand, mehr Wärmeeinstrahlung durch die größere Oberfläche und mehr Wärmeleistung durch eine größere Anzahl von Messleitungen. Zudem gibt es einen Wärmeeintrag über die Halterung. Alle Messleitungen gehen über eine Thermobrücke aus Manganindraht mit einem schlechten Wärmewiderstand, der mit einem hohen elektrischen Widerstand von $1,8 \, \Omega$ je Leitung einhergeht. Dieser relativ hohe Widerstand liegt zweimal in Reihe in den Messleitungen des Josephson-Kontakts, damit erhöht sich die Rauschamplitude bei den elektrischen Messungen. Der gewählte Wert ist ein Kompromiss. Der Wärmestrom, der in das Kühlsystem fließt, kommt aus der Umgebung. Da auch die Umgebung, also zum Beispiel die Messingplatte, die den Probenstisch in der Abbildung 7.13 trägt, oder die magnetische

³Querschnitt $10 \, \text{mm}^2$ aus 2556 Einzeldrähten mit je $\varnothing 70 \, \mu\text{m}$

Abschirmung einen thermischen Widerstand haben, kühlt sie sich ab. Eine Messung ergab, dass sich die Messingplatte von Raumtemperatur auf eine Endtemperatur von $11,5^{\circ}\text{C}$ abkühlt. Auch die Konvektion des Restgases im THz-Mikroskop trägt zum Wärmetransport störend bei. Die Endtemperatur am Cantileverarm ist um circa 2 K höher, wenn die Vakuumkammer nur mit der Drehschieberpumpe ($4 \cdot 10^{-2}$ mbar) und nicht mit der Turbopumpe ($2 \cdot 10^{-4}$ mbar) des Pumpstandes evakuiert wird.

Das Kühlsystem erzeugt störende Vibrationen. Aufgrund der Totzeit bleibt, nach dem Abschalten des Kühlsystems, die Temperatur für einen Zeitraum von circa 15 s ausreichend stabil. Diese kurze Zeit wurde dazu genutzt, um Messungen ohne Vibrationen zu machen, wie Abschnitt 9.3.3 zeigt. Wird das System sich selbst überlassen, dauert es etwa sechzehn Stunden, bis das Mikroskop geöffnet werden kann, ohne den Josephson-Cantilever durch Kondensation von Luftfeuchtigkeit zu beschädigen. Durch Heizen mit einer Heizleistung von etwa 10 W kann der Zeitraum auf etwa 90 min verkürzt werden.

Mit einem gezielten Wärmeeintrag durch Heizen mit Heizwiderständen an verschiedenen Orten lässt sich das Kühlsystem durch die Sprungantworten thermisch analysieren. Dazu werden an verschiedenen Orten Totzeiten, Zeitkonstanten und Endtemperaturen bestimmt. Beispielsweise wurde durch Heizen mit einer Leistung von 750 mW mit dem $220\ \Omega$ -Widerstand am Kupfer-Kaltblock des Cantileverarms eine Endtemperatur von circa 50,5 K erreicht. Die Leistung führt also zu einer Temperaturerhöhung von circa 11,5 K. Daraus zu folgern, dass eine Verminderung des Wärmeeintrags am Cantileverarm um diese Leistung zu einer Temperatur wie am Probenstück führt, wäre falsch, da genau in diesem Temperaturbereich sich die Wärmeleitfähigkeit sowie die Wärmekapazität des reinen Kupfers nichtlinear verhalten.

Schar der Temperaturkurven

Eine Schar der Temperaturkurven für verschiedene Heizleistungen am Cantileverarm ist in der Abbildung 7.15 gezeigt. Eingepreßt wurde jeweils ein Konstantstrom durch den halbleitenden Dickschichtwiderstand mit $220\ \Omega$. Der NTC-Charakter (Negativ Temperatur Coefficient, Heißleiter) des Widerstandes erklärt den kurzen Spannungsabfall nach dem Einschalten der Heizung in den Kurven. Für den Scharparameter $P = 1\ \text{W}$ wurde der falsche Stromwert nach wenigen Sekunden korrigiert.

Einige Messungen erfordern in Abhängigkeit von der Signalfrequenz und von den Parametern des verwendeten Josephson-Cantilevers, dass die Messtemperatur von der Endtemperatur verschieden ist. Durch Heizen lässt sich, wie gezeigt, die Messtemperatur am Cantileverarm erhöhen. Übersteigt die Temperatur am Josephson-Kontakt die Sprungtemperatur, wird die supraleitende Struktur auf dem Josephson-Cantilever normalleitend und der Widerstand des Josephson-Kontakts erhöht sich sprunghaft. Nach

7. Das THz-Mikroskop

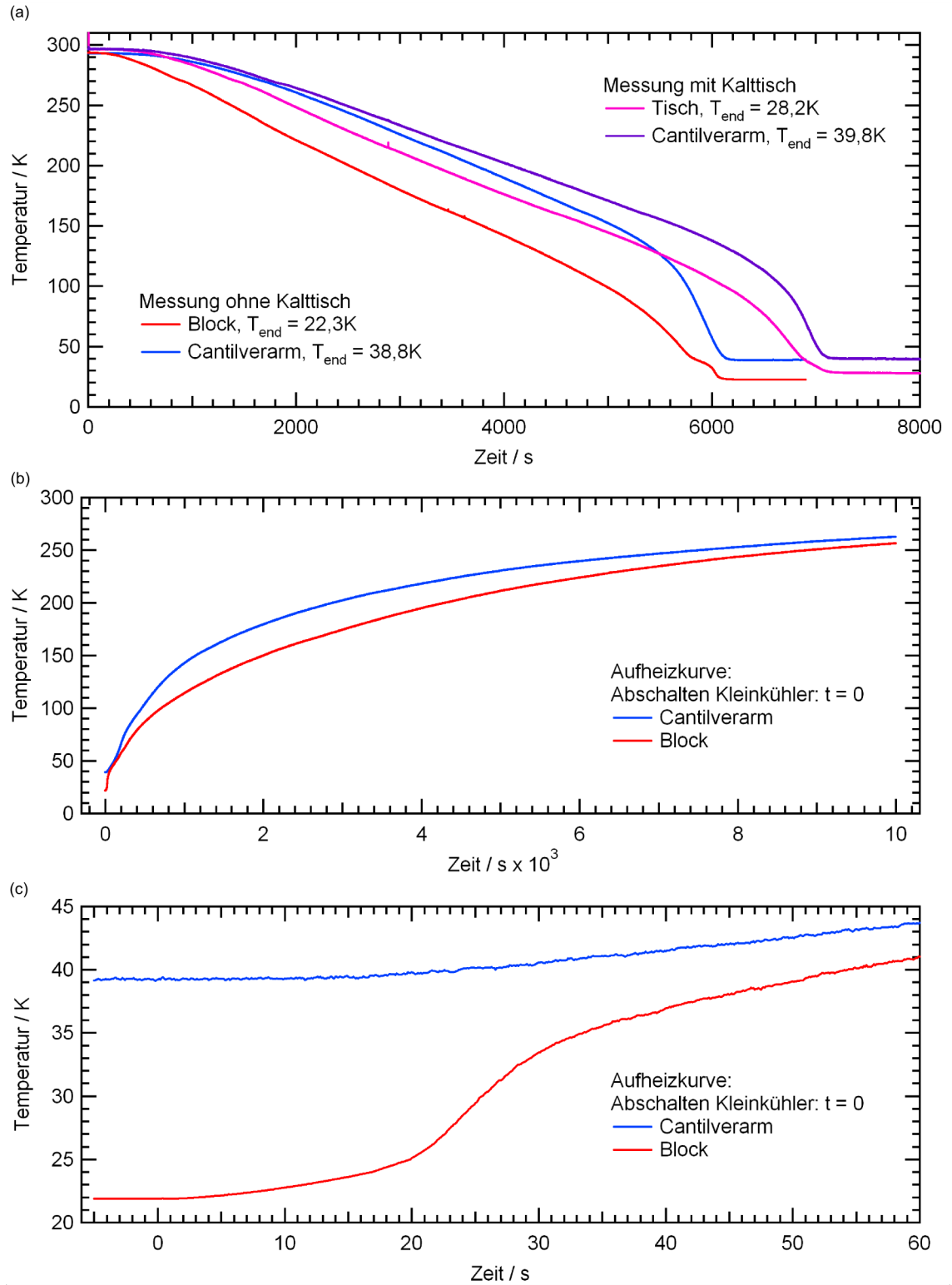


Abbildung 7.14.: Temperaturdiagramme des THz-Mikroskops: (a) Abkühlkurven mit und ohne Kalttisch, (b) Temperaturverlauf nach Abschalten des Kleinkühlers ohne Kalttisch und (c) Ausschnitt, für etwa 15 s nach dem Abschalten bleibt die Temperatur konstant.

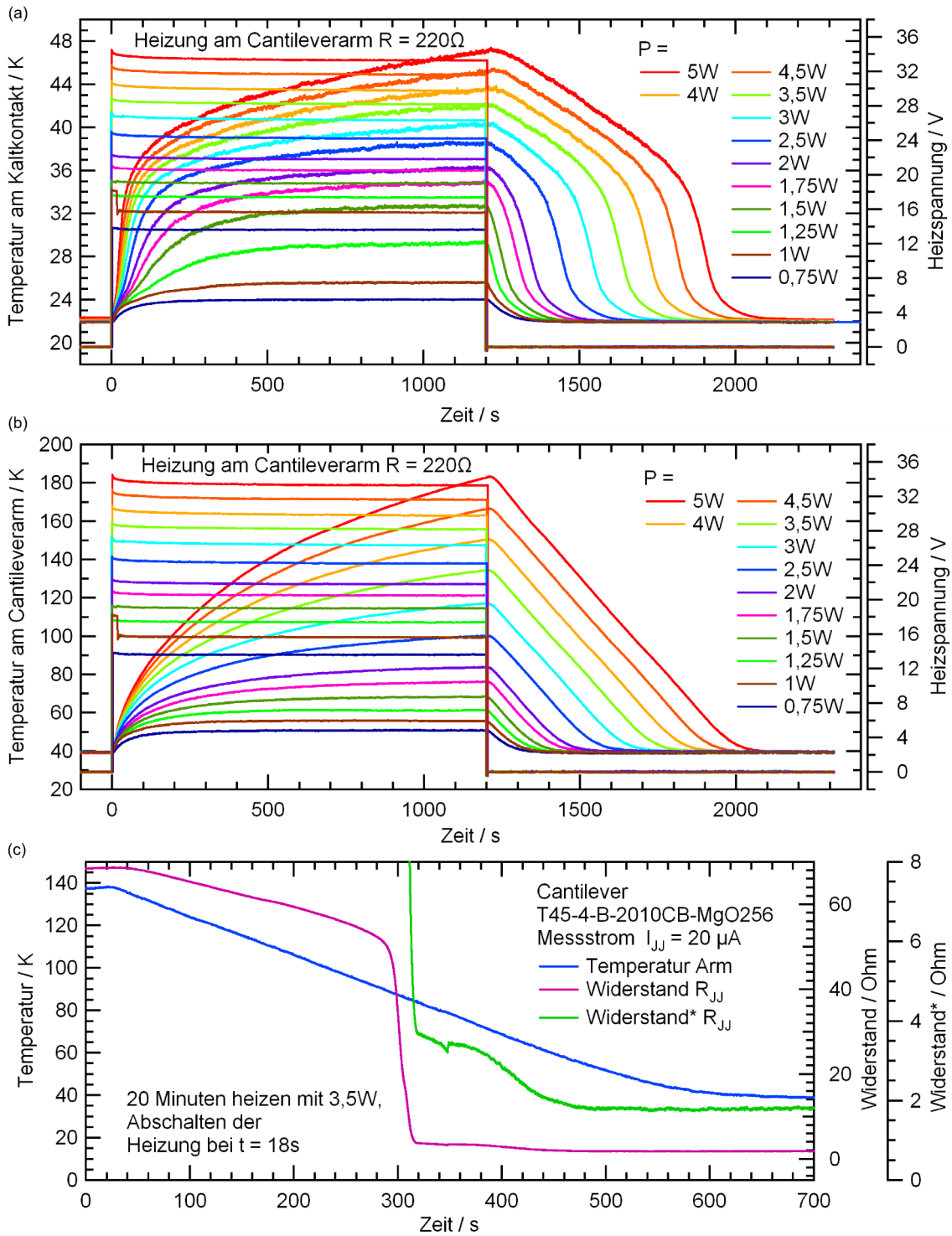


Abbildung 7.15.: Temperaturdiagramme des THz-Mikroskops für verschiedene Heizleistungen: (a) Temperaturverlauf am Kaltkontakt, (b) Temperaturverlauf am Cantileverarm und (c) Sprungtemperaturmessung eines Josephson-Cantilevers.

einem solchen Vorgang zeigt die Abbildung 7.15 den Rücksprung in den supraleitenden Bereich. Im vergrößerten Bereich des Widerstands ist ein Zacken zu erkennen, der auf eine kurze Störung des Messsystems zurückzuführen ist.

Der breite Abfall in den supraleitenden Bereich in Abbildung 7.15 (c) ist bedingt durch den sogenannten Rauschverrundungsparameter γ , der das Verhältnis der Kopplungsenergie zur thermischen Energie beschreibt. Für Supraleitung muss die Kopplungsenergie die thermische Energie deutlich überwiegen. Ist sie nur fünf mal größer, ergibt sich aus einer numerischen Analyse nach [64], dass die Phasenkopplung der beiden Supraleiter des Josephson-Kontakts zeitweilig aufgehoben wird. So kann der langsame Abfall nach [65] durch den *thermisch aktivierten Phasenschlupf* (TAPS) erklärt werden.

Wie in [9] gezeigt wurde, steht zur Temperaturstabilisierung ein Temperaturcontoller bereit (Typ: Lakeshore DRC-93CA). Nicht immer wurde dort der Temperaturcontoller bei den Messungen eingesetzt. Für alle Messungen dieser Arbeit war die Endtemperatur gewählt und der Controller wurde nicht verwendet. Die Endtemperatur ist durch die Tiefpasswirkung des thermischen Widerstandes und der Wärmekapazität des Kühlsystems ausreichend konstant, wie Messungen gezeigt haben.

8. Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung

Die in [9] vorgestellten Josephson-Cantilever wurden komplett überarbeitet. So sind die Josephson-Kontakte auf dem Josephson-Cantilever nun mit Antennen ausgestattet, um möglichst viel Leistung aus der zu untersuchenden Strahlung zu empfangen. Grundsätzliche Einschränkungen durch die geringe Impedanz der Josephson-Kontakte und durch das dicke Trägersubstrat werden diskutiert und führen auf neue Designs der Josephson-Cantilever. Aus der Untersuchung der Messdaten von räumlichen Leistungsverteilungen lassen sich Aussagen über die Empfangsleistung, über die Begrenzung des räumlichen Auflösungsvermögens und über die Ansprechschwelle des Josephson-Cantilevers treffen.

8.1. Vereinfachtes Antennenmodell und Fehlanpassung

Aus einem Standardwerk der Antennentheorie [68] sind einige der folgenden Überlegungen in diesem Abschnitt übernommen. Die maximal entnehmbare Empfangsleistung einer Empfangsantenne P_r bei optimaler Polarisierung und Orientierung ist proportional zur Leistungsdichte I der einfallenden ebenen Welle:

$$P_r = I \cdot A_e \quad . \quad (8.1)$$

Der Proportionalitätsfaktor hat die Dimension einer Fläche und wird effektive Antennenfläche, oder Wirkfläche genannt. Zwischen der Wirkfläche A_e und dem Richtfaktor D besteht folgender Zusammenhang:

$$D = \frac{4\pi A_e}{\lambda^2} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad . \quad (8.2)$$

Dabei heißt der Raumwinkel Ω_A Antennen-Raumwinkel. Es ist der Raumwinkel, durch den die gesamte Antennenleistung fließen würde, falls die Strahlungsintensität für al-

8. Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung

le Winkel innerhalb dieses Raumwinkels konstant wäre. Für eine Antenne mit einer schmalen Hauptkeule und geringen Nebenkeulen gilt angenähert, dass der Antennen-Raumwinkel gegeben ist, aus dem Produkt der Keulenbreite in beiden Ebenen (E und H) ausgedrückt in Radian:

$$\Omega_A \approx \Theta_{1rad} \cdot \Theta_{2rad} . \quad (8.3)$$

Die Bestimmung der Keulenbreite ist ähnlich der Bestimmung der Strahlbreite nach Gleichung 4.7. Strahlt eine Antenne gerichtet in den Raum ab, kann durch Ausmessen des Strahlprofils im Fernfeld auf den Richtfaktor und auf die effektive Antennenfläche geschlossen werden.

Grundsätzlich gilt für Antennen nach Gleichung 8.2:

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad \Rightarrow \quad A_e \cdot \Omega_A = \lambda^2 . \quad (8.4)$$

Die Größe einer Antenne bestimmt die Richtcharakteristik. Je kleiner eine Antenne ist, desto weniger direktiv ist sie, beziehungsweise desto größer ist der Raumwinkel der Antenne. Der Josephson-Cantilever soll das Nahfeld von einer Signalquelle sichtbar machen, dazu muss die Antenne kleiner als die zu untersuchende Wellenlänge sein. So sind sowohl die effektive Antennenfläche als auch der Richtfaktor klein. Also ist die Antenne unempfindlich auf Strahlungsleistung aus dem Fernfeld. Im Nahfeld ist jedoch die Feldstärke viel größer, so dass genug Leistung empfangen wird, um eine Quelle im Nahfeld abzubilden. Zudem kommen dann andere Kopplungsmechanismen hinzu. Zu beachten ist, dass die effektive Antennenfläche A_e nicht unbedingt der geometrischen Fläche A entsprechen muss. Für Aperturantennen ist die Aperturereffizienz η_a das Verhältnis der beiden Größen:

$$A_e = \eta_a \cdot A . \quad (8.5)$$

Als Antennenstruktur soll beispielhaft ein $\lambda/2$ -Dipol angenommen werden. Der Einfluss des Trägersubstrats, auf dem die Antenne und der Josephson-Kontakt befestigt sind und der Einfluss der Zuleitungen des Josephson-Kontakts sollen zunächst vernachlässigt werden. Der Josephson-Kontakt wird als normalleitender Widerstand $R_n \approx 3 \Omega$ angenommen, von dem nach links und nach rechts die Antennendrähte mit jeweils $\lambda/4$ -Länge angeschlossen sind. In der Literatur [68] wurde eine solche Antennenanordnung diskutiert. Für den Strahlungswiderstand der Antenne R_{rad} und die effektive Antennenfläche dieser Struktur ergeben sich danach:

$$R_{rad} \approx 73 \Omega \quad \text{und} \quad A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot D_0 \approx 0,13 \lambda^2 . \quad (8.6)$$

Eine leitungstheoretische Betrachtung der Stoßstelle in Abbildung 8.1 zeigt, dass nur

ein kleiner Teil der empfangenden Leistung als gebrochene Welle den Josephson-Kontakt erreicht. Der Faktor g ist der Übertragungsfaktor der Stoßstelle. Im Zahlenbeispiel stehen dem Josephson-Kontakt nur 0,62 % der empfangenden Leistung zur Verfügung:

$$\frac{P_{JJ}}{P_r} = G = g^2 = (1 + r)^2 = \left[1 + \frac{R_{JJ} - R_{rad}}{R_{JJ} + R_{rad}} \right]^2 = \left[1 + \frac{3 - 73}{3 + 73} \right]^2 = 0,0062 \quad (8.7)$$

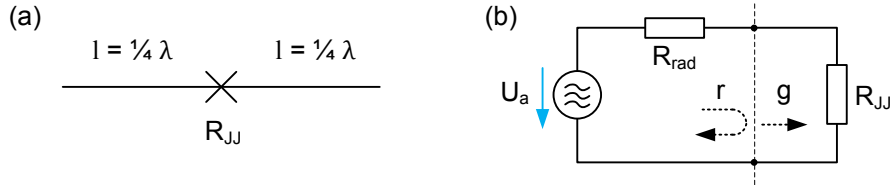


Abbildung 8.1.: (a) Ideales Antennenmodell mit Halbwellendipol zur Veranschaulichung der Problematik der Fehlanpassung. (b) Ersatzschaltbild.

Diese Impedanzfehlanpassung ist ein grundsätzliches Problem bei der Ankopplung der Strahlungsleistung an den ohmsch-kapazitiven Josephson-Kontakt. Optimal wäre eine Leistungsanpassung, die bei gleich großen Widerständen¹ erreicht ist. Bei Leistungsanpassung ist der Strom durch den Josephson-Kontakt maximal und wie Abschnitt 8.6.2 zeigt ist Detektionssignal proportional zum Strom. Nur bei Leistungsanpassung wird das maximale Detektionssignal erreicht. Eine Anpassung kann mit einem Impedanztransformator erreicht werden, dieser vergrößert aber die Antennenstruktur und das ist unerwünscht.

Es gibt verschiedene Antennentypen. Sehr wichtig ist die Auswahl einer geeigneten Antenne für den Josephson-Kontakt. Dies wurde in einer Diplomarbeit [70] für den Josephson-Cantilever in numerischen Simulationen an verschiedenen Strukturen untersucht. Eine Verkleinerung der Antennenstruktur verbessert nicht nur die Nahfeldabbildungseigenschaft, sondern verringert, genau wie die Einführung eines Trägersubstrats, die Fußpunktimpedanz. Antennentypen, die eine geringe ohmsch-kapazitive Fußpunktimpedanz besitzen, wurden im Layout der Josephson-Cantilever umgesetzt, wie noch gezeigt wird.

Die Verluste an der Antenne können nach [68] durch die totale Antenneneffizienz e_t beschrieben werden. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen Richtfaktor und Gewinn G :

$$G = e_t \cdot D \quad (8.8)$$

Die dimensionslose totale Antenneneffizienz lässt sich in drei Anteile aufteilen: e_d berück-

¹Unter Vernachlässigung des kapazitiven Anteils. Streng muss die Anpassung komplex vorgenommen werden.

sichtigt den Anteil aufgrund dielektrischer Substrateffekte, e_c berücksichtigt den Einfluss der nicht idealen Leitfähigkeit des Metalls und e_r berücksichtigt die Fehlanpassung. Es gilt:

$$e_t = e_d \cdot e_c \cdot e_r \quad \text{mit} \quad 0 \leq e_t, e_d, e_c, e_r \leq 1 . \quad (8.9)$$

8.2. Die Antenne als Intensitätsdetektor

In einigen wissenschaftlichen Arbeiten [85] und [86] blieb unklar, warum bei der Einstrahlung von mehreren mW an FIR-Leistung auf eine Antenne mit Josephson-Kontakt nur eine Leistung von einigen 10 nW dort umgesetzt wurde. Durch die Fehlanpassung konnte dies nicht erklärt werden. Mit Linsen wurde in den erwähnten wissenschaftlichen Arbeiten die Leistung auf die Antenne fokussiert, beziehungsweise mit einem überdimensionierten Wellenleiter dorthin übertragen. Der Schlüssel zum Verständnis geht über die Intensität, also eine Leistungsdichte. Eine Beispielabschätzung soll dies verdeutlichen. Bei der Verwendung der Quasioptik war ein zentrales Ziel die Erhaltung der gaußschen Eigenschaften, um die Intensitätsverteilung an einem beliebigen Ort im Strahlengang analytisch beschreibbar zu machen. So lässt sich die Intensität an einem beliebigen Ort im Raum berechnen. Dabei ist die Leistung P mit einem Bolometer zugänglich. Aus den Gleichungen 4.14 und 4.16 folgt:

$$I_{(r,z)} = \frac{2P}{\pi \cdot w^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} . \quad (8.10)$$

Genau in der Strahlmitte und dort genau auf der Strahlachse bei $r = 0$ wird die Intensität maximal. Dort ist die Leistungsdichte:

$$I_{(0,0)} = \frac{2P}{\pi \cdot w_0^2} . \quad (8.11)$$

Nach Gleichung 5.8 kann die Taille hinter einer Linse berechnet werden. Für eine Leistung von 1 mW und eine kleine Taille von 1 mm folgt danach eine Leistungsdichte von $I_{(0,0)} = 637 \frac{\text{pW}}{\mu\text{m}^2}$.

Aus Simulationen der Josephson-Cantilever ist bekannt, dass der Richtfaktor für die hergestellten Antennen unter dem Wert $D = 1$ liegt. Das liegt hauptsächlich an dem kleinen Wert von e_d . In dem Richtfaktor ist also auch der Einfluss durch das Substrat und der Antennenstruktur enthalten. Mit der Gleichung 8.2 kann für eine Frequenz von 762 GHz, bei der viele Messungen gemacht wurden, eine maximale Antennenwirkfläche von $A_e = 12700 \mu\text{m}^2$ abgeschätzt werden. Bei einer Kreisfläche entspricht das einem

Radius von $R = 64 \mu\text{m}$.

Die geometrische Antennenfläche und auch die Antennenwirkfläche sind sehr klein gegenüber der Fläche, auf der die gesamte Leistung gaußförmig verteilt ist. So ist näherungsweise die zentrale Leistungsdichte in der Taille konstant und es folgt für die an der Antenne empfangene Leistung P_r :

$$P_r = I_{(0,0)} \cdot A_e . \quad (8.12)$$

Unter Berücksichtigung der Fehlanpassung nach Gleichung 8.7 ergibt sich für die Leistung an dem Josephson-Kontakt im Zahlenbeispiel ein Wert von $P_{JJ} = 50 \text{ nW}$. Nur sehr wenig Leistung koppelt in die Antenne ein. Das liegt hauptsächlich an dem geringen Antennengewinn, der durch das Substrat verursacht wird. Streng genommen ist der Antennengewinn einer Antenne auch nur im Fernfeld definiert, auch Beugungseffekte wurden vernachlässigt. Dennoch repräsentiert das Zahlenbeispiel sehr gut die gemachten Beobachtungen der Messungen in Kapitel 9, woraus gefolgert wird, dass die Abweichungen der realen Verhältnisse von diesem Modell gering sind.

8.3. Intensitätskonstante des Josephson-Cantilevers

Wird mit dem THz-Mikroskop ein Intensitätsprofil aufgenommen, so lässt sich aus den Messdaten der Josephson-Cantilever für die jeweilige FIR-Frequenz kalibrieren, wenn die Strahlleistung bekannt ist. Ist das Profil gaußförmig, so kann aus dem Intensitätsprofil die Taille und mit Gleichung 8.11 die zentrale Intensität bestimmt werden. Ist das Profil nicht gaußförmig, kann aus den Intensitäts-Pixelflächen-Produkten unter Anwendung der Gleichung 4.15 die maximale Intensität numerisch bestimmt werden. Ein Bild habe m Zeilen und n Spalten. Für die Leistung ergibt sich:

$$P = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n I_{ij} \cdot dA . \quad (8.13)$$

Dabei ist I_{ij} die ortsabhängige Intensität, dA die Pixelfläche und B die Bildfläche mit:

$$dA = \frac{B}{m \cdot n} . \quad (8.14)$$

Gefordert ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Intensität I_{ij} und der Spannung am Eingang des Analog-Digital-Umsetzers des Messsystems $U_{ADC,ij}$. Eingeführt wird die

Intensitätskonstante des Josephson-Cantilevers k_{JC} :

$$U_{ADC,ij} = I_{ij} \cdot k_{JC} \quad \text{mit} \quad [k_{JC}] = \frac{V}{\frac{W}{m^2}} . \quad (8.15)$$

In dem Faktor, der eine Empfindlichkeit darstellt, ist auch die Verstärkung des Analogteils enthalten. Mit Gleichung 8.13 kann der Wert von k_{JC} aus den Messdaten bestimmt werden, wenn P bekannt ist:

$$k_{JC} = \frac{dA}{P} \cdot \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n U_{ADC,ij} . \quad (8.16)$$

Solange die Detektoreigenschaften konstant sind und damit auch k_{JC} konstant ist, kann mit der Intensitätskonstante die Leistung einer unbekannten Leistungsverteilung bestimmt werden nach:

$$P = \frac{dA}{k_{JC}} \cdot \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n U_{ADC,ij} . \quad (8.17)$$

Im nächsten Kapitel wird an realen Messdaten mit der Intensitätskonstante des Josephson-Cantilevers die Leistungsbestimmung eines Strahlprofils über einer Aperturantenne durchgeführt.

8.4. THz-Antennen auf dicken dielektrischen Trägersubstraten

Aus technologischen Gründen sind Antennen als planare Strukturen auf Substraten aufgebracht. Diese dielektrischen Substrate haben einen starken Einfluss auf die Eigenschaften der Antennen. Für die Antennen gilt hier Reziprozität, wonach die Eigenschaften einer Sende- und einer Empfangsantenne vergleichbar sind. Da es anschaulicher ist, soll zunächst eine Sendeantenne untersucht werden, die sich auf einem Substrat befindet. Das Substrat, aus dem die meisten Josephson-Cantilever gefertigt wurden, ist Lanthanalu-minat $LaAlO_3$ mit einer dielektrischen Konstante von $\epsilon_r = 24$ [69], entsprechend einem Brechungsindex von $n = 4,9$. Wie in [9] gezeigt wurde, ist die Verwendung dieses Materials als Bikristall für die Herstellung der Josephson-Kontakte zwingend erforderlich. Auch für den Herstellungsprozess der Josephson-Cantilever sei auf diese Quelle verwiesen. Um einen Überblick über die Probleme durch das Substrat zu bekommen, soll eine weitere Abschätzung gemacht werden. Hierzu werden Beugungseffekte vernachlässigt und die geometrische Strahloptik sei zugelassen.

Im Dielektrikum unter der Antenne ist die Feldliniendichte viel höher als in der Luft

über der Antenne. Folglich sendet die Antenne stärker in Substratrichtung. Das Verhältnis zwischen der Leistung, die in das Substrat abgestrahlt wird zu der Leistung, die in die Luft abgestrahlt wird, hat nach [71] und [72] den Wert $\epsilon_r^{\frac{3}{2}}$. Im Fall des $LaAlO_3$ wird damit 118 mal mehr Leistung in Substratrichtung abgestrahlt als in Luftrichtung. Für eine Dipolantenne auf einem unendlich ausgedehnten dielektrischen Substrat zeigt [73] das Antennendiagramm in der E- und H-Ebene, welches die Richtwirkung für einen ähnlichen Fall verdeutlicht. Bei einer endlichen Substratdicke kommt es auf der Substratunterseite zu Reflektionen. Im Fall des $LaAlO_3$ wird etwa 50 % der Leistung an der Grenzfläche in das Substrat zurück reflektiert. Nach Anwendung der geometrischen Optik nach [74], die hier zugelassen sei, kann nur der Teil der Leistung das Substrat verlassen, der innerhalb eines Kegels liegt, wie die Abbildung 8.2 illustriert. Der Öffnungswinkel, der durch den Brewster-Winkel bestimmt ist, liegt für $LaAlO_3$ bei nur etwa 5° .

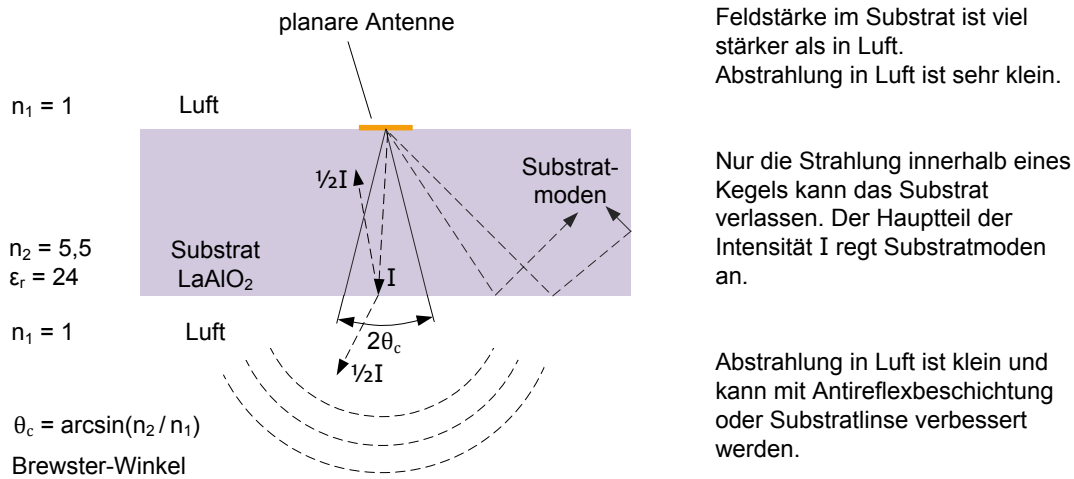


Abbildung 8.2.: Vereinfachtes Modell einer THz-Sendeantenne auf einem dielektrischen $LaAlO_3$ -Substrat. Da Reziprozität gilt, hat eine THz-Empfangsantenne gleiche Eigenschaften.

Zur Verbesserung der Abstrahlcharakteristik werden Substratlinsen eingesetzt, wie [75] und [76] diskutieren. Diese Lösung ist für den Josephson-Cantilever unbrauchbar, weil dadurch die räumliche Auflösung des Mikroskops verschlechtert werden würde. Ein Großteil der Leistung verbleibt aufgrund der Totalreflektion im Substrat und regt Substratmoden an. Verluste durch die Substratmoden stellen ein grundsätzliches Problem bei integrierten THz-Breitband-Antennen dar, dem nur mit der Verringerung der Substratdicke auf unter einem Viertel der Substratwellenlänge begegnet werden kann. Im Fall des $LaAlO_3$ läge die Dicke bei unter $3 \mu m$, was technisch nicht umsetzbar ist, beziehungsweise sehr schwierig wäre. Die Substratdicken der gefertigten Josephson-Cantilever sind mit 1 mm und 0,5 mm deutlich dicker. Die Beschränkungen auf diese beiden Stärken haben einen technologischen Hintergrund. Verluste durch Substratmoden bei den

Josephson-Cantilevern wurden damit in Kauf genommen. In der Diplomarbeit [70] wurden verschiedene Antennentypen auf $LaAlO_3$ -Substraten für den Josephson-Cantilever in numerischen Simulationen untersucht. Die Ergebnisse zeigten, wie sich die Eigenschaften der Antennen mit zunehmender Substratdicke verschlechtern. Diese maximale Substratdicke in den Simulationen war durch die Rechenkapazität des verwendeten Computers auf Werte $\leq 200\mu m$ beschränkt. Aus den Ergebnissen extrapoliert wird der Richtfaktor für die beiden verwendeten Substratdicken klein sein. Weiterhin zeigten die Ergebnisse eine kleine Erhöhung des Richtfaktors durch das Einfügen einer metallischen Rückseite, die durch das Aufkleben des Josephson-Cantilevers auf den Halter erreicht wird.

Obwohl bei der Verwendung von Magnesiumoxid-Bikristallen MgO als Substrat etwas schlechtere Josephson-Kontakteigenschaften erwartet werden, wurden auch mit diesen Substraten Josephson-Cantilever gefertigt. Erwartet werden bessere FIR-Eigenschaften durch die etwa halbe Dielektrizitätskonstante von MgO gegenüber $LaAlO_3$. Auch andere Gruppen verwenden diese Substrate für ähnliche Anwendungen [2] und [77]. Für eine Verbesserung der Antenneneigenschaften wurden verschiedene Lösungsansätze diskutiert, die aber aufgrund vieler technischer Hürden noch nicht umgesetzt sind. Durch Ablösen der supraleitenden Struktur (lift off) und anschließendes Aufbringen auf ein sehr dünnes Substrat oder durch mechanisches Abdünnen der Substrate kann der Substrateinfluss vermindert werden. Wie [78] gezeigt hat, ist das mikromechanische Aufbringen einer Antenne im oberen Halbraum über einem Substrat technisch möglich. Zudem wurden sehr gute Antenneneigenschaften von 100 GHz bis 1 THz gemessen. Mit Hilfe von Laser-Gasphasenabscheidung (laser chemical vapor deposition LCVD) ist es möglich, komplexe dreidimensionale Antennenstrukturen auf einem Substrat abzuscheiden, wie [79] am Beispiel von 3D-Helixantennen für den THz-Bereich gezeigt hat.

8.5. Antennendesign der Josephson-Cantilever

Die Josephson-Cantilever-Designs aus der Arbeit von Dr.-Ing. F. Stewing [9] wurden untersucht. In den Designs waren keine THz-Antennen integriert und es wurden ausschließlich Josephson-Doppelkontakte realisiert, die zu unerwünschter Mehrdeutigkeit bei der Datenauswertung führte. Die Analyse einiger Designs mit numerischen Simulationen (HFSS von Ansoft) ergab, dass die Strahlung über die Zuleitungen in die Josephson-Kontakte einkoppelt. Dadurch war die Antennenwirkfläche über einen Bereich der Zuleitungen verteilt, was sich negativ auf das räumliche Auflösungsvermögen des Mikroskops auswirkte. Im Frequenzbereich um 800 GHz zeigten die Simulationen einen Richtfaktor im Bereich um $D = 0,01$. Dieser geringe Richtfaktor machte die Josephson-Cantilever nach dem alten Design sehr unempfindlich. Alle Simulationen wurden, aus dem Grunde der beschränkten Rechnerkapazität, nur mit einem Fünftel der Substrathöhe, also mit

nur 200 μm durchgeführt und es wurde angenommen, dass die gefundenen Lösungen auch für das dicke Substrat gültig sind.

Neue Josephson-Cantilever-Designs mit diversen THz-Antennen wurden entwickelt, wie Abbildung 8.3 zeigt. Als Hauptziele wurden verfolgt: Realisierung von Einzelkontakten, Verminderung der Antennenwirkung der Zuleitungen durch geeignete Leitungsführung und Filter, Maximierung des Richtfaktors, Variation diverser Antennentypen und die Realisierung einer Polarisationsempfindlichkeit durch eine Verdrehung.

Einen wichtigen wissenschaftlichen Beitrag lieferte Heiko Neeland mit seiner Diplomarbeit, in der er Antennen zur Einkopplung von Strahlung in den Josephson-Cantilever untersuchte [70]. Auch in dieser Arbeit wurde die Notwendigkeit der Verringerung der Substratdicke deutlich. Unter anderem wurde dort das Design einer Doppel-Schlitzantenne für eine Frequenz von 762 GHz optimiert und als Layout für den Josephson-Cantilever vorgeschlagen. Diese Antenne zeigte sehr gute Eigenschaften. Jedoch als Antenne für den Josephson-Cantilever war die Doppel-Schlitzantenne nicht geeignet, da diese Antenne eine ausgedehnte Metallfläche gefordert hat, diese Fläche stand aber auf der kleinen Kristallspitze nicht zur Verfügung. Dem neuen Design liegt die Struktur nach Abbildung 8.4 zugrunde, wobei jeder Josephson-Cantilever zwei solcher Schaltungen trägt. Die Josephson-Kontakte JJ_2 und JJ_3 wirken nur als Leitung und werden bei der 4-Punkt-Messung nicht erfasst. Die beiden Antennen mit jeweils dem Messkontakt JJ_1 sind um 90° verdreht angeordnet. So kann der Josephson-Cantilever polarisationsabhängig gemessen, wie Simulationen vorhersagten. Durch die 4-Punkt-Messung wird die Kennlinie des Josephson-Kontakts JJ_1 gemessen. Drei Maskensätze mit Kontaktbreiten von 3, 4 und 5 μm wurden gefertigt. Da die Messrückleitungen auch wieder über die Korngrenze gehen, entstehen auch dort Korngrenzenkontakte. Durch die gewählte Verschaltung haben sie keinen Einfluss auf die Messung. Insgesamt wurden 80 Josephson-Cantilever gefertigt, von denen einige für Experimente ausgewählt wurden. Ein Beispiel eines gefertigten Cantilever zeigt Abbildung 8.5.

Die Hochfrequenzsimulation der Josephson-Cantilever mit der Finite-Elemente-Methode mit HFSS war nur bedingt, mit verringerter Substratdicke und nur mit etwa halber Fläche möglich. Für das Simulationsergebnis am Beispiel des Typs T12 in Abbildung 8.6 war eine Zeit von etwa drei Wochen zur Berechnung notwendig. Der Frequenzbereich wurde aus etwa 30 bis 40 GHz breiten Einzelsimulationen zusammengesetzt und war nach oben durch die Rechenkapazität begrenzt. Verwendet wurde dazu das gleiche Rechnersystem wie in [70] vorgestellt.

Für die gefertigten Josephson-Cantilever hat diese Simulation, aufgrund der unterschiedlichen Substratdicke, keine direkte Aussage. Allerdings wird eine Ähnlichkeit der Eigenschaften angenommen. In der Beispielsimulation treten für niedrige Frequenzen bis etwa 200 GHz einige Resonanzen auf und die Bow-Tie-Antenne kann schmalbandig bei

8. Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung

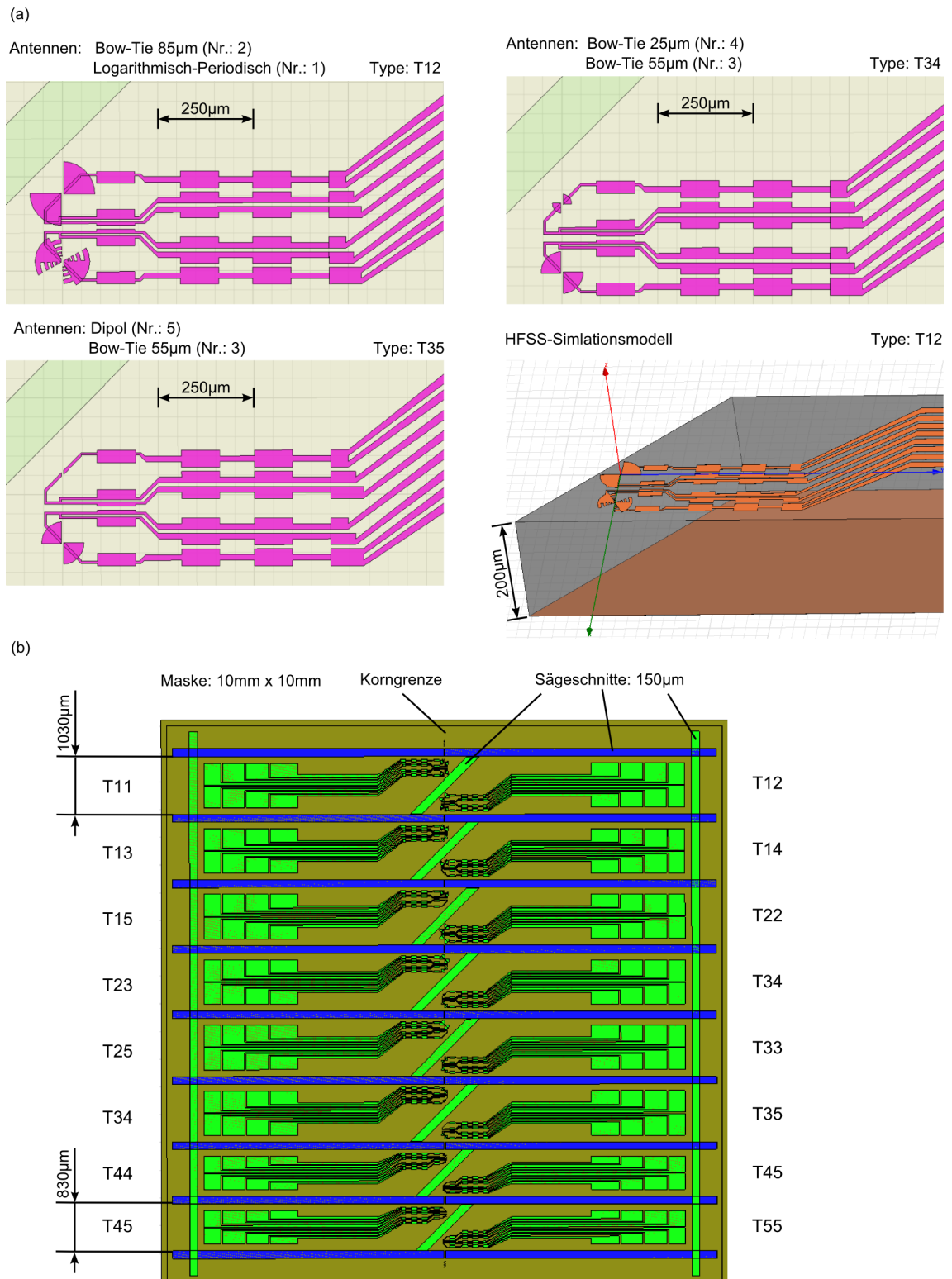


Abbildung 8.3.: (a) Ausschnitte aus dem Simulationsprogramm HFSS mit den fünf Antennentypen und
(b) Lithografiemaske mit verschiedenen Josephson-Cantilevern.

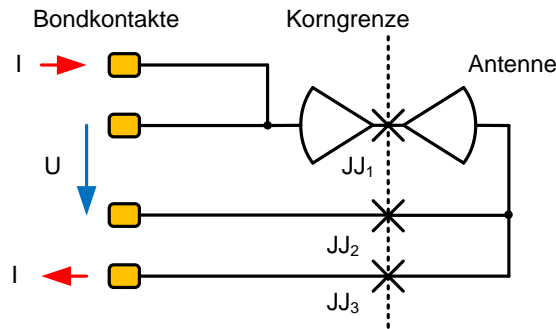


Abbildung 8.4.: Schaltplan des Josephson-Cantilevers auf einem Bikristall-Substrat mit dem Messkontakt JJ_1 . Ein Spannungsabfall über den Josephson-Kontakt JJ_3 im Strompfad wird bei der Spannungsmessung nicht mitgemessen. Bei der Spannungsmessung ist der Messstrom so klein, dass der Josephson-Kontakt JJ_2 immer supraleitend ist.

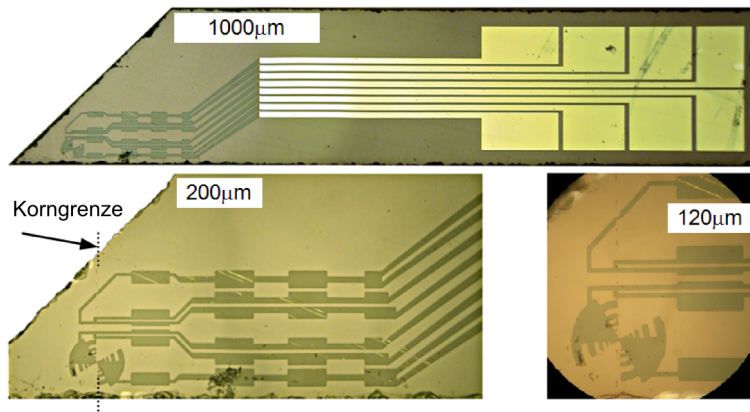


Abbildung 8.5.: Gefertigter Josephson-Cantilever T15-4-2010CB-L53. Type: T15, Kontaktbreite: $4 \mu\text{m}$, Jahr: 2010, Design von Dipl.-Ing. C. Brendel, Substratname: L53 (LaAlO_3).

8. Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung

einigen Frequenzen mäßig gut Leistung empfangen. Oberhalb der Resonanz von etwa 410 GHz ist der Realteil der Antennenimpedanz klein und die Impedanz ist kapazitiv, was sehr gut im Bezug auf die Anpassung ist. Die Empfangseigenschaft in dem Bereich ist schlecht. Das Richtdiagramm ist stark frequenzabhängig mit einem Richtfaktor $D < 1$ und hier nicht dargestellt.

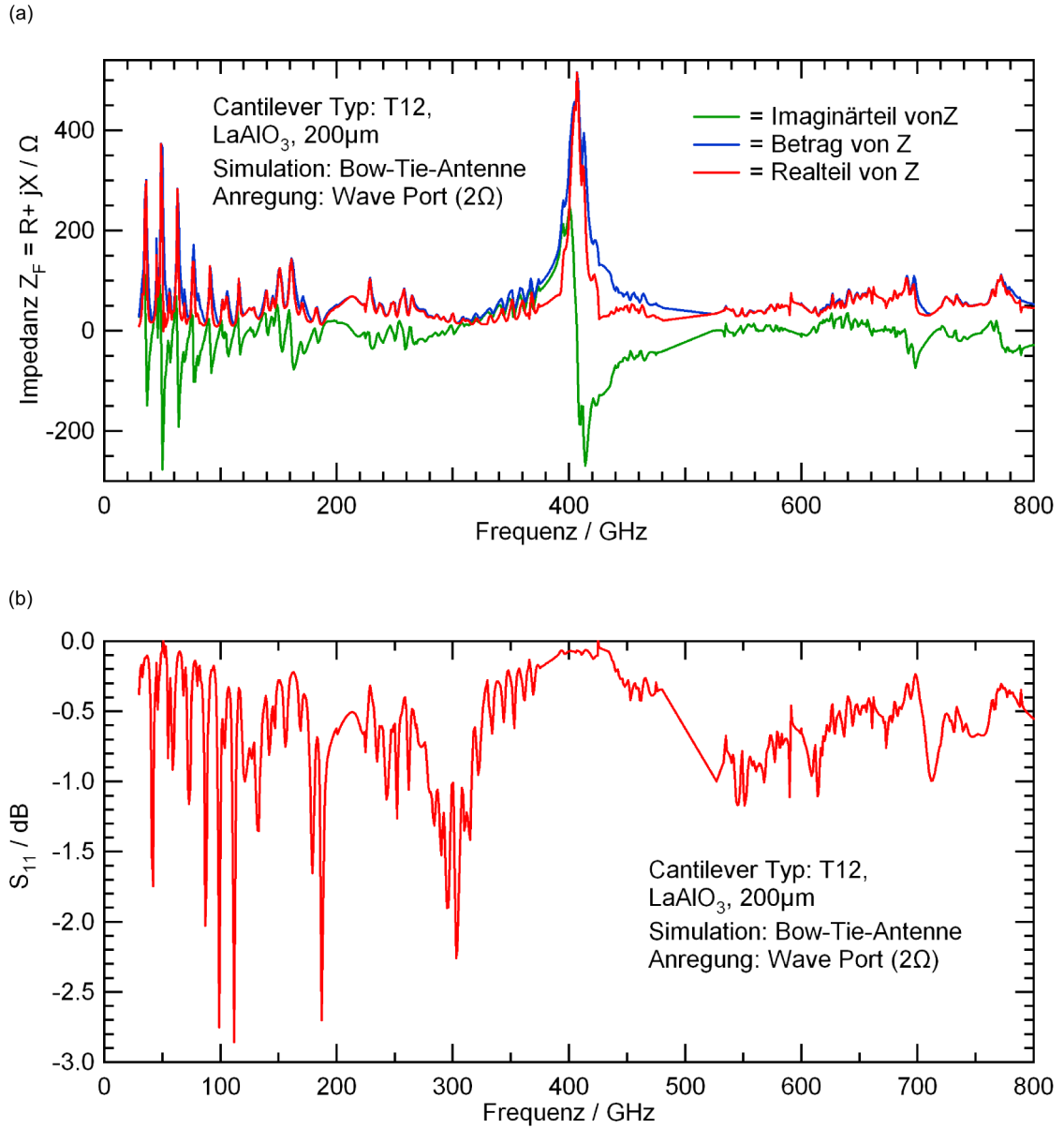


Abbildung 8.6.: Simulationsergebnis eines Josephson-Cantilevers. (a) Fußpunktimpedanz und (b) S_{11} -Parameter.

Für die Simulation wurde ein Quellwiderstand von $2\ \Omega$ verwendet. Bei einem Arbeitspunkt $I \gg I_c$ geht die Impedanz des Josephson-Kontakts in den dynamischen Wider-

stand über, der in diesem Bereich von 2Ω liegt. Im Bereich des Arbeitspunkts $I \leq I_c$ ist der Josephson-Kontakt supraleitend und es kann keine Leistung dort umgesetzt werden. Für alle Arbeitspunkte dazwischen ist die Impedanz des Josephson-Kontakts komplex und ändert sich im Bereich der Shapiro-Stufen sehr stark [83]. Dies wurde in den Simulationen nicht berücksichtigt.

8.6. Bestimmung der Empfangsleistung aus den Messdaten

Wird viel FIR-Leistung in einen Josephson-Kontakt übertragen, so dass sich mehr Stufen als nur die erste Shapirostufe ausbilden, kann die Leistung mit einem vollständigen Kennlinienfit basierend auf dem RSCJ-Modell [84] (resistively and capacitively shunted junction) numerisch bestimmt werden [9]. Das erfordert für tausende von Kennlinien eines Bildes oft einen erheblichen Rechenaufwand. Bei den Experimenten hier wird eine Probe von unten bestrahlt, die dann nach oben in den Messraum abstrahlt, in dem sich der Josephson-Cantilever befindet. Dabei ist die abgestrahlte Leistung so gering, dass verschiedene Näherungslösungen angewendet werden können, die im Folgenden vorgestellt werden. Mit geringem Rechenaufwand ist die örtliche Intensitätsbestimmung möglich. Die Auswertung der Messdaten zeigt, dass zur Beschreibung des RSJ-Modell (resistively shunted junction) angewendet werden kann, da die Kapazität, die parallel zum Josephson-Kontakt liegt, vernachlässigt werden kann. Das ist erfreulich, denn für das RSCJ-Modell ist zur Beschreibung kein analytischer Ausdruck zur Beschreibung der Strom-Spannung-Kennlinie (I-U-Kennlinie, KL) bekannt.

An einem Beispielbild, bestehend aus 27000 Pixeln und 100 Zeilen, soll die Vorgehensweise zur Bestimmung der eingestrahlten FIR-Leistung diskutiert werden. Jedes Pixel enthält eine I-U-Kennlinie, bestehend aus 1994 Messwertpaaren mit je 14 Bit Auflösung. Der Strom I wurde während der Messzeit von circa 15 Minuten jeweils in einer Zeit von 8 ms dreieckförmig von $-2,5$ mA bis $2,5$ mA eingeprägt und die Spannung gemessen. Hinter dem Auskoppelfenster des FIR-Lasers wurde eine FIR-Leistung von $2,2$ mW und eine Frequenz von 762 GHz gemessen. Der Messaufbau der Quasioptik mit dem Teleskop aus den beiden Kunststofflinsen wurde in Kapitel 5.4 vorgestellt. Wie in Abbildung 5.12 (a) gezeigt, wurde ein Teflonfenster verwendet. Durch die Verluste wurde die FIR-Leistung auf etwa die halbe Leistung von etwa $1,1$ mW verringert. Nach dem RSJ-Modell lässt sich die Spannung U_{JJ} eines unbestrahlten Josephson-Kontakts bei Stromeinprägung I berechnen:

$$U = R_n \sqrt{I^2 - I_c^2} \quad \text{mit} \quad |I| > I_c . \quad (8.18)$$

Bis zum kritischen Strom I_c ist die Spannung, aufgrund des Gleichstrom-Josephson-Effekts Null Volt. Sie nimmt für größere Ströme wurzelförmig zu und nähert sich asymptotisch der Geraden $I \cdot R_n$, wobei R_n der normalleitende Widerstand ist. Die im Verhältnis zum kritischen Strom relativ große Amplitude des Stroms wurde so hoch gewählt, um R_n möglichst genau zu bestimmen. Aufgrund des Wechselstrom-Josephson-Effekts entstehen bei Einstrahlung von Mikrowellen- oder Ferninfrarotleistung Shapiro-Stufen mit konstanter Spannung U_n nach:

$$U_n = n \frac{h}{2e} f \quad \text{mit} \quad n \in N = \{\dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots\} . \quad (8.19)$$

Besonders ist daran, dass die Höhe des entstehenden Gleichspannungsplateaus für eine bekannte Frequenz f der Strahlung proportional zu einem Term ist, der nur aus Naturkonstanten besteht. Als Primärnormale werden weltweit an metrologischen Staatsinstituten Schaltungen verwendet, die auf diesem Effekt beruhen [80]. Der Effekt wird in der Arbeit genutzt, um durch die sehr geringe Messunsicherheit der Gleichspannung den Analogteil der Messelektronik zu kalibrieren und eine Umrechnung der digitalen Messwerte zu ermöglichen. Das Rauschen aufgrund verschiedener Ursachen führt zu einer Abrundung der Stufen, jedoch bleibt die Stufenmitte unverändert. Einsetzen der Werte der Konstanten ergibt für die erste Stufe eine praktisch verwendbare Form:

$$\frac{f}{U_{n=1}} = 483,945 \frac{GHz}{mV} . \quad (8.20)$$

Die eingestrahlte Leistung führt nicht nur zu der Entstehung von Shapiro-Stufen, sondern auch zu einer Veränderung des kritischen Stroms, der genau genommen die nullte Shapiro-Stufe darstellt. Die Veränderungen sind proportional zu Bessel-Funktionen. Der Sachverhalt wurde ausführlich in der Vorgängerarbeit [9] vorgestellt und soll hier nicht wiederholt werden. Für das Beispielbild sind einige Kennlinien an verschiedenen Bildpositionen mit unterschiedlicher Leistungsdichte in der Abbildung 8.7 dargestellt.

8.6.1. Bestimmung der Leistung aus dem differentiellen Widerstand

Die Messdatenauswertung zeigt eine große Signaländerung im Bereich der ersten Shapiro-Stufe, eine zweite Stufe war nicht zu beobachten. Der differentielle Widerstand R_n lässt sich als Ableitung der bestrahlten I-U-Kennlinie berechnen. Für den unbestrahlten Fall gilt:

$$R_n = \frac{dU}{dI} = R_n \frac{I/I_c}{\sqrt{(I/I_c)^2 - 1}} . \quad (8.21)$$

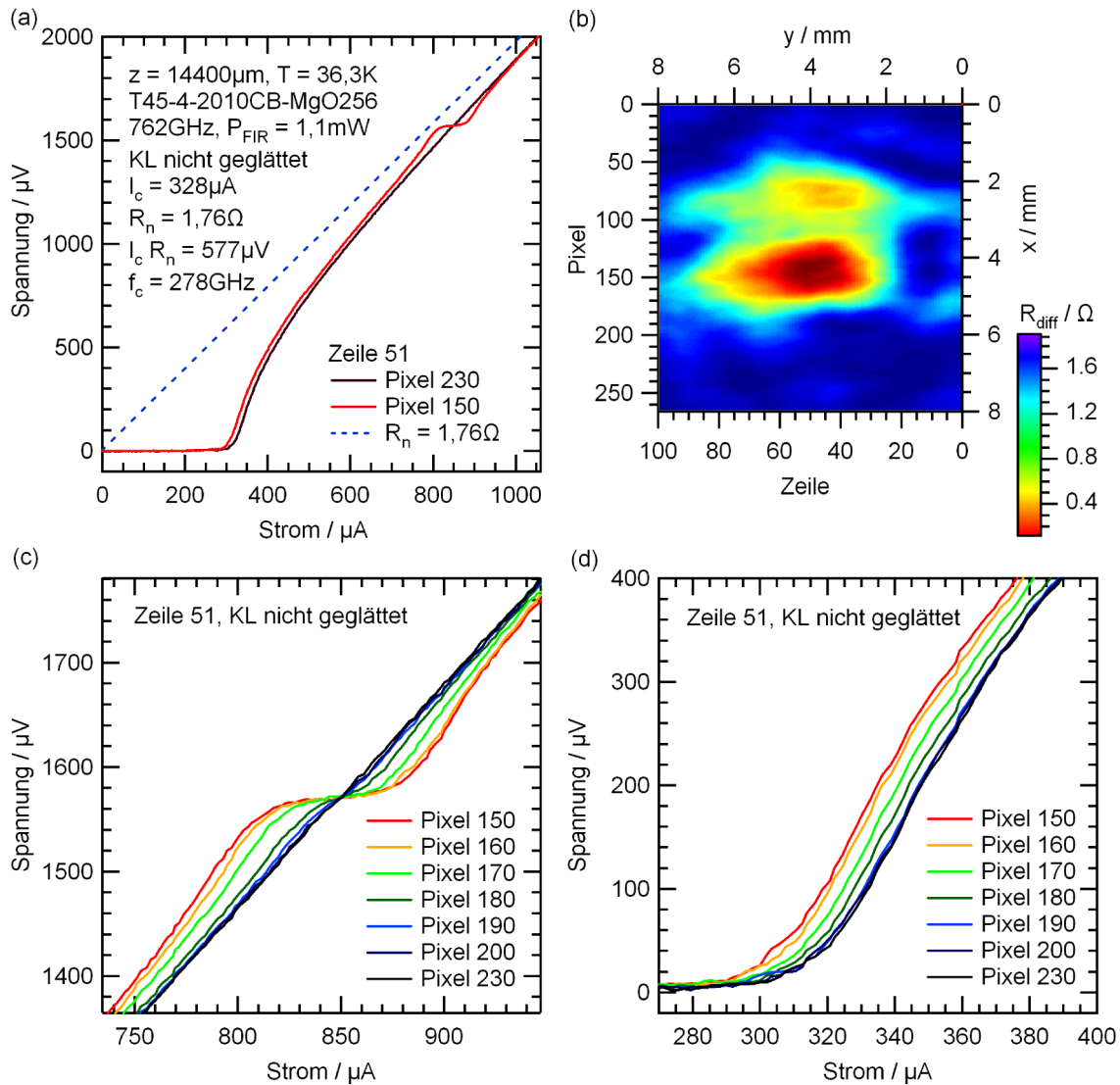


Abbildung 8.7.: Messdatenauswertung in der Nähe der Strahlteile quer zur Strahlachse hinter einer HDPE-Linse mit einer Brennweite von 51 mm. (a) Ausschnitt einer Kennlinie eines Bildpixels mit breiter Shapiro-Stufe im positiven Kennlinienast. (b) Auswertung des differentiellen Widerstands in der Shapiro-Stufe für ein Bild mit 100 Zeilen und 266 Pixel pro Zeile. (c) Kurvenschar im Bereich um den kritischen Strom für verschiedene Bildpositionen. (d) Kurvenschar im Bereich um die Shapiro-Stufe für verschiedene Bildpositionen mit unterschiedlichen Leistungsdichten.

8. Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung

Dargestellt sind in der Abbildung 8.8 die aus den Messdaten berechneten differentiellen Widerstände für drei verschiedene Ausschnitte. Bei Einstrahlung von Leistung und am Ort des Josephson-Kontakts vorherrschenden Magnetfeld ergeben sich nach [81] subharmonische Stufen. Eine sehr leichte Ausprägung einer solchen subharmonischen Stufe ist in dieser Abbildung bei einem Strom von $490 \mu\text{A}$ zu sehen. Für die folgenden Untersuchungen wird dieser kleine Einfluss vernachlässigt. Als Abschätzung für die in dem

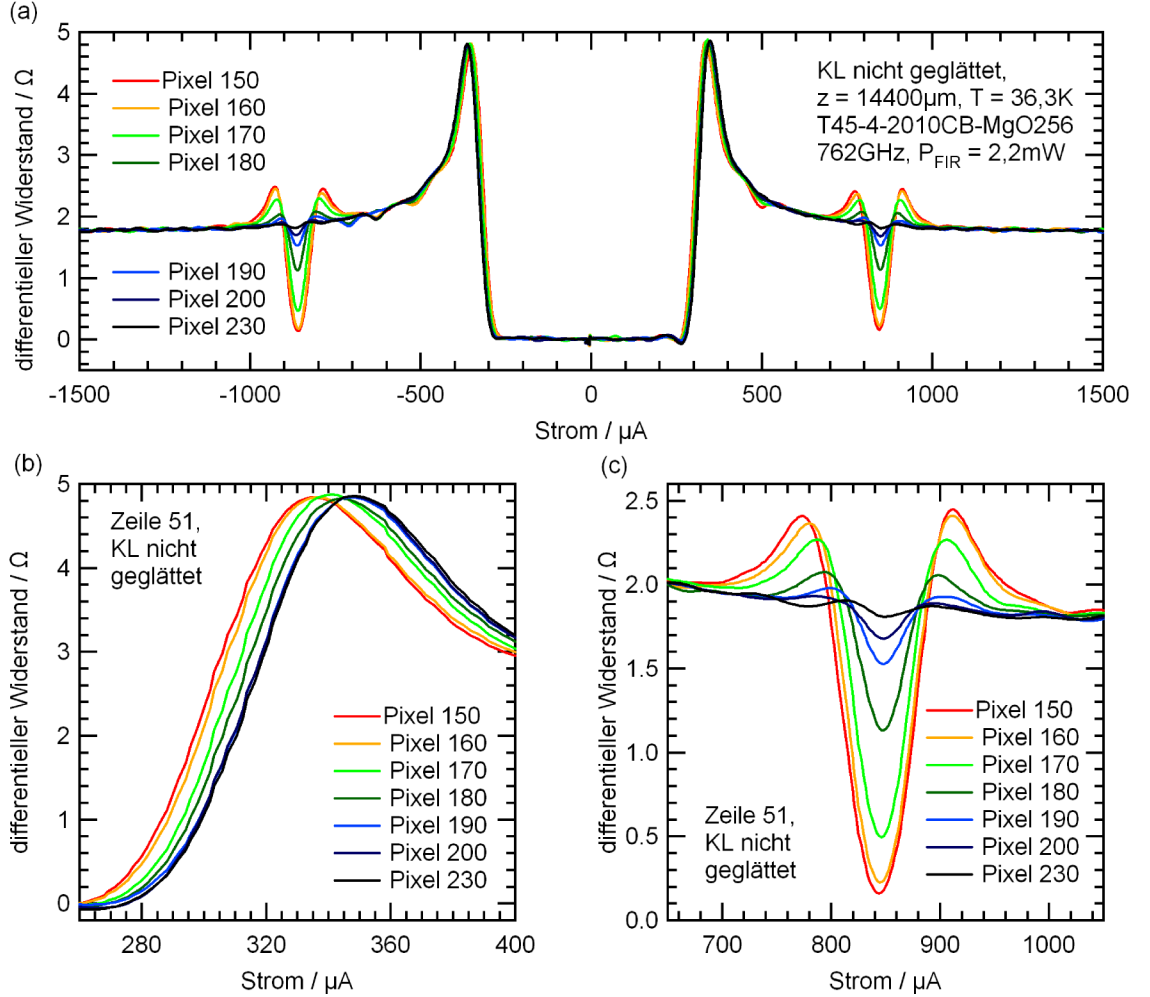


Abbildung 8.8.: (a) Ausschnitt des gemessenen differentiellen Widerstände für die zuvor ausgewählten neun Bildpixel. (b) Kurvenschar im Bereich um den kritischen Strom für verschiedene Bildpositionen. (c) Kurvenschar im Bereich um die Shapiro-Stufe für verschiedene Bildpositionen mit unterschiedlichen Leistungsdichten. Im Bereich der positiven Shapiro-Stufe ergibt sich die größte Änderung bei Variation der eingestrahlichten Leistung.

Josephson-Kontakt umgesetzte Leistung ergibt sich aus der Analyse des differentiellen Widerstands aus dem RSCJ-Modell nach [9]:

$$R_{d,\text{FIR}} - R_d = k \cdot i_{\text{FIR}}^2 \quad \text{mit} \quad i_{\text{FIR}} < 0,25 \cdot I_c . \quad (8.22)$$

Danach ist das Quadrat des Stromes i_{FIR}^2 durch den Josephson-Kontakt und damit auch die Leistung proportional zur Differenz zwischen dem differentiellen Widerstand mit $R_{d,FIR}$ und ohne eingestrahlte Leistung R_d . Also ist die 2-dimensionale Darstellung des differentiellen Widerstands gleichzeitig eine bildliche Darstellung der Leistungsdichte, wenn der Strom i_{FIR} , der durch die Einstrahlung erzeugt wurde, klein genug ist. Zu bestimmen bleibt der Proportionalitätsfaktor k . Dazu muss der Strom i_{FIR} bestimmt werden. Ein Ansatz geht über den vollständigen Fit der Kennlinie nach dem RSCJ-Modell wie in [9] gezeigt wurde. Völlig ausreichend ist die Beschreibung nach dem RSJ-Modell, da die Kapazität C hier so klein ist, dass sie nach [87] vernachlässigt werden kann.

8.6.2. Bestimmung der Leistung durch einen Kennlinienfit

Die eingestrahlte Leistung führt nach einem Modell der Spannungseinprägung nach [5] zu einer Änderung des Stroms in der Kennlinie für einen Messstrom I nach:

$$\Delta I = -\frac{\hat{i}_{FIR}^2 \omega_c^2}{8I\omega_0} \left[\frac{\omega_0 + \omega_{FIR}}{(\omega_0 + \omega_{FIR})^2 + \delta^2} + \left[\frac{\omega_0 - \omega_{FIR}}{(\omega_0 - \omega_{FIR})^2 + \delta^2} \right] \right] \quad (8.23)$$

mit

$$i_{FIR} = \hat{i}_{FIR} \cdot \sin(\omega_{FIR} \cdot t) \quad \text{und} \quad i_{FIR} \ll I_c . \quad (8.24)$$

Diese Gleichung beschreibt den frequenzselektiven Detektor und stellt gleichzeitig die Basis für die Hilbertspektroskopie dar, mit der das Spektrum des eingestrahlten Signals berechnet werden kann. Dafür nutzte [2] das gleiche Modell in ähnlicher Form. Verwendet wird dazu die charakteristische Frequenz des Josephson-Kontakts, beziehungsweise die charakteristische Kreisfrequenz:

$$f_c = \frac{2e}{h} I_c R_n \quad \text{und} \quad \omega_c = \frac{2e}{h} I_c R_n 2\pi , \quad (8.25)$$

die FIR-Frequenz, beziehungsweise die FIR-Kreisfrequenz der eingestrahlten Leistung:

$$f_{FIR} \quad \text{und} \quad \omega_{FIR} = 2\pi f_{FIR} , \quad (8.26)$$

und die Frequenz, beziehungsweise Kreisfrequenz des durch den Wechselstrom-Josephson-Effekt, hervorgerufenen Wechselstroms durch den Kontakt, also verursacht durch die

Spannung im Arbeitspunkt U :

$$f_0 = \frac{2e}{h} I_c R_n \sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1} \quad \text{und} \quad \omega_0 = 2\pi f_0 . \quad (8.27)$$

Für die Linienbreite im Frequenzspektrum δ ergibt sich nach [82]:

$$\delta = k_\delta \frac{2e}{h} \Gamma \frac{R_d^2}{R_n} I_c \left[1 + \frac{I_c^2}{2I^2} \right] . \quad (8.28)$$

In der Formel wurden noch der Faktor k_δ ergänzt, um die Linienverbreiterung durch weitere Rauschquellen und Störquellen zu berücksichtigen. Für den Fluktuationsparameter Γ gilt:

$$\Gamma = \frac{2e}{h} \cdot \frac{2\pi k_B T}{I_c} . \quad (8.29)$$

Dieses vorgestellte Modell berücksichtigt nur die nullte und die erste Shapiro-Stufe und modelliert auch nicht die Rauschverrundungen. Da es nur gilt, wenn die Bedingung 8.24 erfüllt ist, zeigt der Vergleich der Simulation nach dem Modell mit den Messdaten mit breiter Shapiro-Stufe keine gute Übereinstimmung, da der FIR-Strom zu groß ist. Der ermittelte FIR-Strom ist fehlerhaft. Ein Vergleich mit einer schmalen Stufe, wie in der Abbildung 8.9 dargestellt, zeigt dagegen eine sehr gute Übereinstimmung und die Bedingung ist erfüllt. Auf diese Weise lässt sich die im Josephson-Kontakt umgesetzte FIR-Leistung ermitteln. Eine Abweichung ist im Bereich der subharmonischen Stufe zu beobachten. Es sei hier erwähnt, dass es in [83] ein analytisches Modell gibt, welches sämtliche Shapiro-Stufen berücksichtigt. Da keine zweite Stufe bei den Messungen aufgetreten ist, ist der Gültigkeitsbereich des verwendeten Modells ausreichend. Die Auswertung im Pixel 180 des Beispielsbildes ergab eine FIR-Leistung von 20,6 nW. Auf diese Weise lässt sich die Proportionalitätskonstante aus Gleichung 8.22 zu $k = 3,9 \cdot 10^{-3} \frac{\Omega}{(\mu A)^2}$ bestimmen. Für breitere Stufen wird eine schlechte Übereinstimmung erreicht. Der FIR-Strom durch den Kontakt ist größer als der kritische Strom, damit ist die Bedingung 8.22 auch nicht mehr gültig. So ist die Darstellung der Leistungsdichte im Beispielsbild verzerrt. Das Maximum müsste als Korrektur stärker ausgeprägt sein. Gemessen wurde direkt in der Strahltaile, für Messungen mit einer Probe oder im größeren Abstand zur Taile sind die Leistungsdichten so gering, dass die Leistungsdichtedarstellung über den differentiellen Widerstand und über den vorgestellten Kennlinienfit angewendet werden kann.

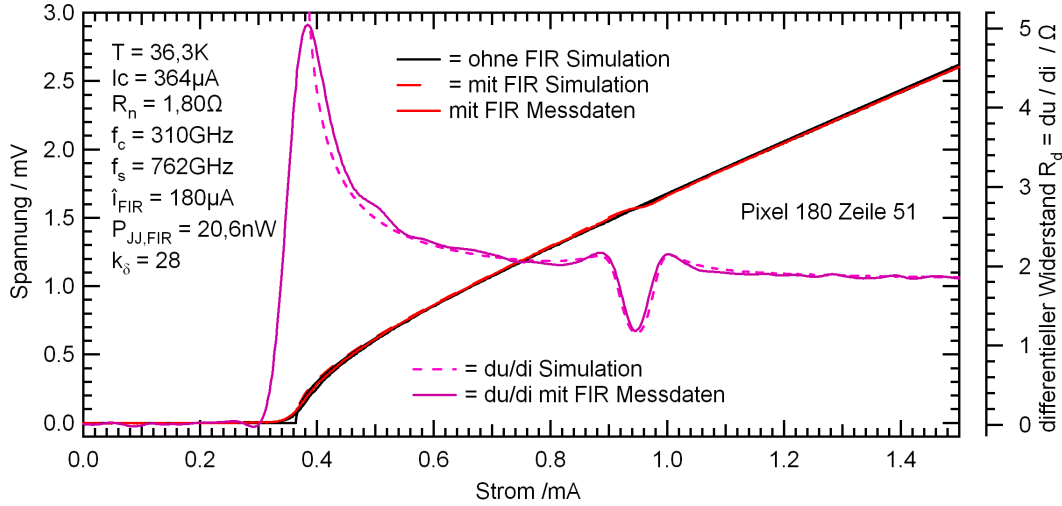


Abbildung 8.9.: Vergleich zwischen Messdaten mit schmaler Shapiro-Stufe (Pixel 180) und nach dem RSJ-Model simulierten Daten zeigt eine gute Übereinstimmung. Abweichungen sind im Bereich des kritischen Stroms zu beobachten, da die Rauschverrundung nicht mitmodelliert wurde.

8.6.3. Bestimmung der Leistung durch das Arbeitspunktverfahren

Auch im Bereich des kritischen Stroms ist eine Änderung zu beobachten. Aus einer Nullpunktentwicklung der Bessel-Funktionen in der nullten Shapiro-Stufe nach [5] wurde ein Gleichungssatz hergeleitet, mit dem sich die im Josephson-Kontakt umgesetzte FIR-Leistung P_{FIR} berechnen lässt. Auch hier ist die Bedingung 8.24 einzuhalten. Dazu wird ein zeitlich konstanter Strom I durch den Josephson-Kontakt eingeprägt und die Spannungsdifferenz ΔU ausgewertet, die zwischen bestrahlter und unbestrahlter Kennlinie entsteht. So ergibt sich für die Spannungsempfindlichkeit R_u des Josephson-Kontakts:

$$R_u = \frac{\Delta U}{P_{FIR}} = \frac{2\Delta I R_d}{P_{FIR}} . \quad (8.30)$$

Für die Spannungsempfindlichkeit gilt auch:

$$R_u = \frac{\omega_c^2}{2I\omega_{FIR}^2} \cdot \frac{R_d}{R_n} \quad \text{mit} \quad \omega_0 \ll \omega_{FIR} . \quad (8.31)$$

Daraus folgt:

$$P_{FIR} = \Delta U \frac{2I\omega_{FIR}^2}{\omega_c^2} \cdot \frac{R_n}{R_d} \quad \text{mit} \quad \omega_0 \ll \omega_{FIR} . \quad (8.32)$$

Für einen gewählten festen Arbeitspunkt lässt sich die Leistung berechnen. Sie ist pro-

portional zu der Spannungsdifferenz zwischen der bestrahlten und unbestrahlten Kennlinie. Aus den Messdaten des zuvor erwähnten Beispielbildes lassen sich die Spannungsdifferenzen für die Beispielpixel berechnen, wie in der Abbildung 8.10 dargestellt. Für das Pixel 180 in dem Arbeitspunkt mit $350 \mu\text{A}$, einer Spannungsdifferenz von $22 \mu\text{V}$ und dem differentiellen Widerstand von $4,8 \Omega$ ergibt sich nach Gleichung 8.32 eine Leistung von 29 nW . Dieser Wert liegt nahe an dem zuvor gefundenen Wert von 21 nW . Die beiden vorgestellten Methoden liefern vergleichbare Ergebnisse. Die nach Gleichung 8.31 berechnete Spannungsempfindlichkeit liegt mit $760 \frac{\text{V}}{\text{W}}$ etwa 20 mal niedriger als der Wert einer anderen Gruppe [77], die bei einer Temperatur von 10 K einen differentiellen Widerstand von 30Ω erreichen, was eine deutlich größere Spannungsdifferenz ermöglicht hatte. Eine tiefe Temperatur, ein kleiner kritischer Strom und ein großer differentieller Widerstand begünstigen die Spannungsempfindlichkeit.

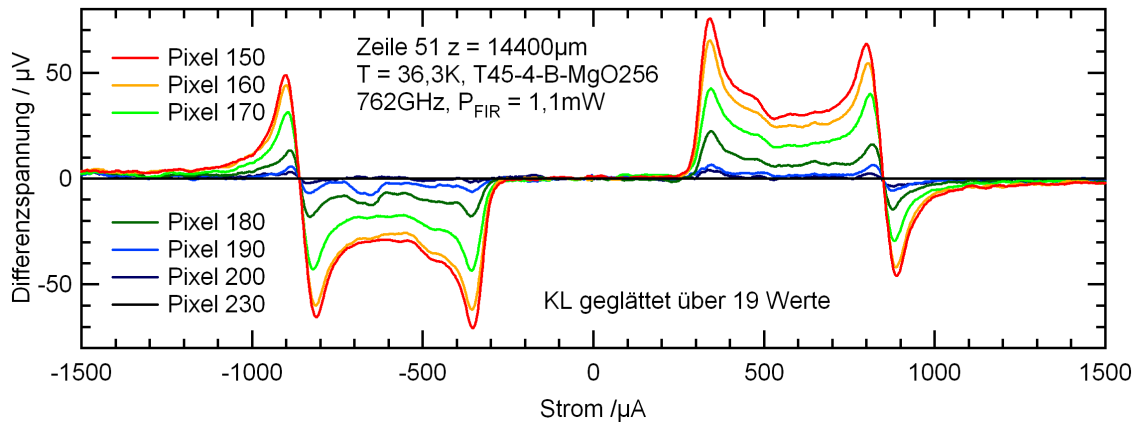


Abbildung 8.10.: Ausschnitt der gemessenen Spannungsdifferenz für die ausgewählten sieben Bildpixel. Bezugsgröße ist das unbestrahlte Randpixel (Pixel 230).

8.7. Ansprechschwelle und Begrenzung des räumlichen Auflösungsvermögens

Während der Messungen der Leistungsdichte mit dem Josephson-Cantilever zeigte sich eine Abhängigkeit des räumlichen Auflösungsvermögens von der Zeilenfahrgeschwindigkeit. Da die FIR-Laserleistung driftet, musste die Bildmesszeit kurz und die Geschwindigkeit hoch gewählt werden. Für eine Messung in der Taille hinter der zweiten Linse (Typ: 31, HDPE, $f = 51 \text{ mm}$) in Abbildung 9.11 auf Seite 154 wurde die Geschwindigkeit mit $200 \mu\text{m/s}$ etwa fünf bis acht mal langsamer gewählt als bei den Messungen, die in dem nächsten Kapitel vorgestellt werden. Ausgewertet wurde die Spannung in einem Arbeitspunkt mit konstantem Strom unter Berücksichtigung des magnetischen Einflusses. Dies

wird im Folgenden noch erläutert. Die Bildmesszeit betrug etwa 50 Minuten. Das Bild zeigt mehr Details in der örtlichen Leistungsdichte, verglichen mit schnell aufgenommenen Bildern. Für die Untersuchung der Begrenzung des räumlichen Auflösungsvermögens ist die Messung in der Taille günstig, da es dort im Nahfeld bedingt durch die Beugung dicht liegende Bereiche mit unterschiedlicher Intensität gibt.

8.7.1. Untersuchung der FIR-Leistungsschwankungen

Ist die Zeilenfahrgeschwindigkeit sehr klein, wird der Einfluss der FIR-Leistungsschwankungen sichtbar. Bei einer weiteren Messung wurden dazu an der Position der 75. Zeile, in $+x$ -Richtung um circa 1 mm versetzt, achtmal die gleiche, 6,4 mm lange Zeile aufgenommen. Die y -Position war dabei konstant und die Geschwindigkeit war noch 2,5 Mal langsamer als zuvor. Nach der 4. Zeile wurde das FIR-Signal abgeschaltet, um ein Vergleichssignal ohne FIR-Leistung zu erhalten. Dadurch, dass die FIR-Leistung mit 42 Hz durch den Chopper moduliert ist, sind in der Darstellung der Spannung im Arbeitspunkt in der 4. Zeile in Abbildung 8.11 (a) zwei Kurven sichtbar.

Nach Gleichung 8.20 ist die gemessene Spannung in der Shapiro-Stufe genau bekannt. Für ein Inkrement der Spannung des Analog-Digital-Umsetzers ergibt sich danach für dieses Experiment eine Spannung von 191,929 nV. Es wurden 6766 Pixel mit je 1012 Messwertpaaren aufgenommen. Die Kurve der Spannung ohne FIR-Signal ist nicht konstant, also die Spannung im Arbeitspunkt ist abhängig vom Ort. Das hat als Ursache, dass das Magnetfeld in der Abschirmung klein, aber nicht Null ist. In der Studienarbeit [67] wurde das Hintergrundmagnetfeld im THz-Mikroskop vermessen. Die Information über die FIR-Leistungsdichte steckt in der Differenz der Spannung im bestrahlten und unbestrahlten Fall.

Da die Messdaten in der Abbildung sehr dicht sind, wurde ein weiterer Ausschnitt in Abbildung 8.11 (b) gewählt. Im Signalverlauf mit offenem Chopper sind starke Schwankungen zu erkennen. Erst in einer weiteren Vergrößerung in der Abbildung 8.11 (c) ist die Ursache zu erkennen.

Zunächst ist der Verlauf ohne FIR-Signal nahezu glatt und nur aufgrund von Rauschen verbreitert, wie noch gezeigt wird. Die mechanische Schwingungsamplitude des Josephson-Cantilevers, die durch die Vibrationen des Kleinkühlersystems verursacht werden, führt zu keiner erkennbaren Störung durch die Bewegung im nicht homogenen Magnetfeld. Im Verlauf mit FIR-Signal, also in der unteren Kurve, ist das Lasersystem Ursache für die Schwankungen im Verlauf. Die Intensität schwankt um etwa $\pm 15\%$ um den Mittelwert. Das ist nicht ungewöhnlich, denn diese Kurzzeitin stabilität ist eine Eigenschaft des FIR-Lasersystems, wie im Kapitel 3.5 gezeigt ist. Da die einzelnen Abschnitte, die zu einem Pixel gehören, nicht zusammenhängend sind, ist keine direkte

8. Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung

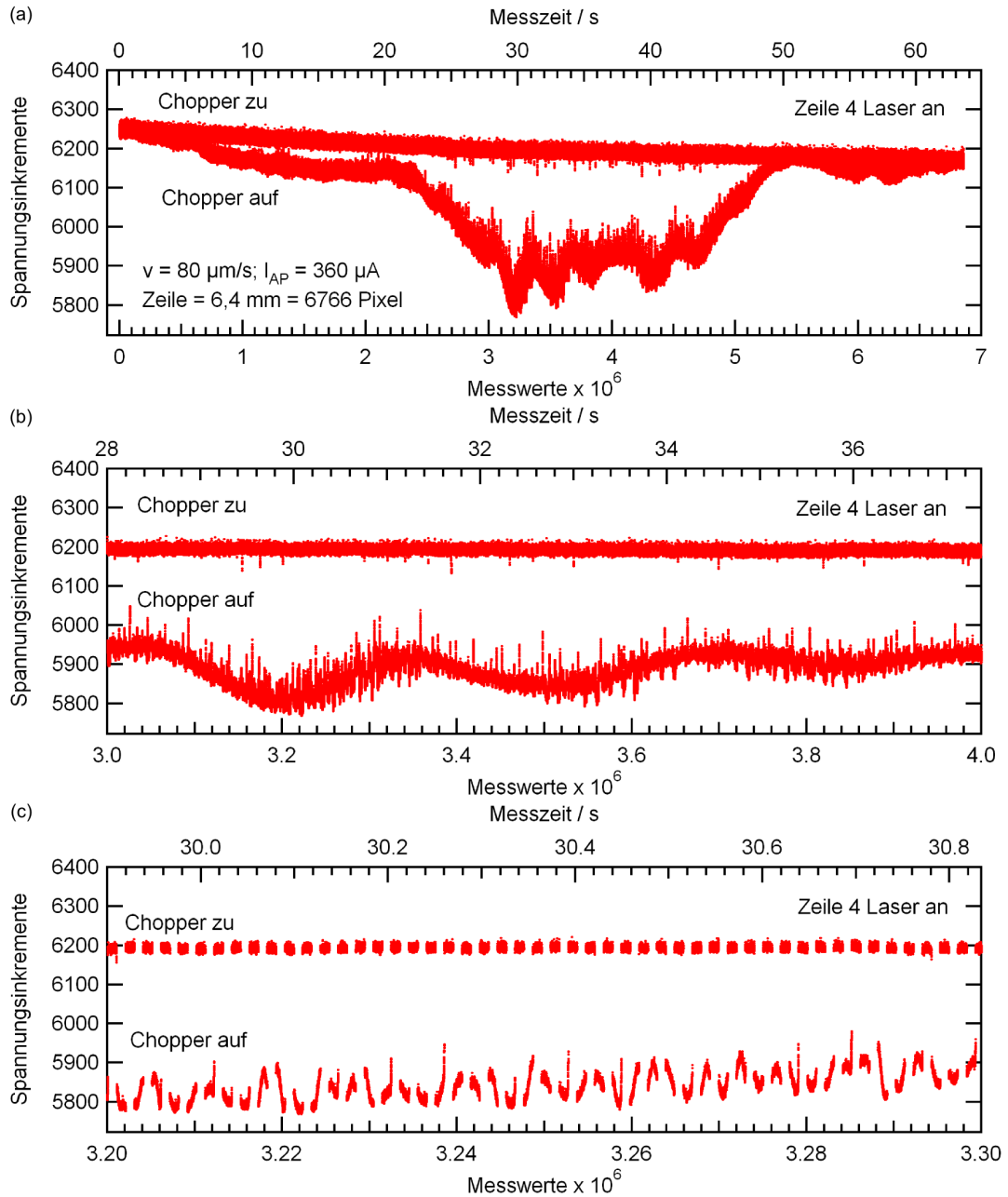


Abbildung 8.11.: (a) Messdaten einer hochauflösten Bildzeile mit und ohne FIR-Signal. Dargestellt ist die Spannung im Arbeitspunkt. Die Signalbereiche sind zeitlich nicht zusammenhängend. (b) Ausschnitt zwischen 3 und 4 Millionen Messwertpaaren und (c) Ausschnitt zwischen 3,2 und 3,3 Millionen Messwertpaaren.

Aussage über den zeitlichen Verlauf der Instabilität möglich. Es lässt sich jedoch aus den 6 ms langen Abschnitten, die Schwingungsausschnitte zeigen, abschätzen, dass die Störfrequenzen im Bereich einiger 10 Hz liegen.

Durch Mittelung aller Messwerte eines Pixels und durch eine zweite Mittelung über mehrere Pixel lässt sich der Einfluss der Laserinstabilität verringern. Allerdings ist das nur möglich, wenn die Pixel dicht genug liegen. Bei hoher Zeilengeschwindigkeit geht durch die Mittelung Ortsinformation verloren, was zu einer Reduzierung der Ortsauflösung führt. Eine stabilere FIR-Quelle führt durch den Wegfall der Mittelung zu einer höheren Ortsauflösung, beziehungsweise zu einer kürzeren Bildmesszeit. Sämtliche Bilder im folgenden Kapitel sind in der örtlichen Auflösung durch die hohe Fahrgeschwindigkeit reduziert. Die hohe Geschwindigkeit ist zur Minimierung der Verfahrzeit notwendig gewesen, wenn es darum ging, die Leistungsverteilung in einem ganzen Volumen aus mehreren Ebenen abzubilden. So wurde zum Teil Informationsverlust in Kauf genommen.

8.7.2. Bestimmung der Ansprechschwelle des Josephson-Cantilevers

Bei der Bestimmung der kleinsten reproduzierbar detektierbaren Leistung, also der Ansprechschwelle, diskutiert [5] die Gleichheit der eingestrahlten Leistung mit dem Detektoreigenrauschen. Der Vergleich führt auf die rauschäquivalente Leistung (noise equivalent power NEP), die im Bezug auf das THz-Mikroskop in [8] diskutiert wurde. Die gemessenen rauschäquivalenten Leistungen liegen nach [5] im Bereich von $NEP = 5 \cdot 10^{-15} \frac{\text{W}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Sie steigt proportional zu der Wurzel aus der Messbandbreite. Gefordert ist für die Datenaufnahme am THz-Mikroskop eine hohe Messbandbreite, um in kurzer Messzeit ein Bild mit möglichst vielen Pixeln aufzunehmen. Damit steigen die Rauschleistung des Verstärkers und die Ansprechschwelle an. Eine weitere Abschätzung soll zeigen, in welchem Bereich die kleinste Intensität liegt, die mit dem Josephson-Cantilever detektiert werden kann. Dieser Wert heißt Ansprechschwelle und hängt von den Eigenschaften des Messsystems ab. Die gefundene Ansprechschwelle bezieht sich also immer auf das jeweilige Experiment. Demonstriert werden soll das an einem Beispiel mit realen Messdaten. Im Bezug auf die Ansprechschwelle waren die Eigenschaften des Messsystems nicht optimal gewählt, da andere Eigenschaften bei der Messung im Vordergrund standen. Aus den Ergebnissen lässt sich jedoch die Ansprechschwelle ermitteln.

Dazu wurde das Arbeitspunktverfahren mit Stromeinprägung angewendet. Ein Chopper schaltete die 762 GHz-FIR-Leistung mit einer Chopperfrequenz von 42,3 Hz. Für die jeweils halbe Periodendauer von 11,8 ms konnte im THz-Mikroskop eine FIR-Leistung gemessen werden, in der zweiten Hälfte konnte ein Vergleichswert für den unbestrahl-

ten Fall aufgenommen werden. Synchronisiert zum Lichtschrankensignal des Choppers stand, unter Berücksichtigung der Schaltzeiten des Choppers, ein Zeitfenster von maximal 8 ms für eine Messung zur Verfügung. Bei der zuvor vorgestellten Bildaufnahme wurde in den 8 ms mit FIR-Leistung jeweils eine vollständige I-U-Kennlinie mit dreieckigem Stromverlauf aufgenommen. Hier ist es anders. Die Messelektronik kann beliebige Stromsignale, bestehend aus maximal einer Million 16 Bit-Werten, ausgeben. Für die im Folgenden vorgestellte Messung wurde ein zeitlich konstanter Strom von $750 \mu\text{A}$ eingestellt und die Spannung mit jeweils 1008 Messwerten in jeweils 6 ms Messzeit am Josephson-Kontakt im bestrahlten und unbestrahlten Fall gemessen.

Im Vergleich der dritten und der vierten Zeile in Abbildung 8.12 (a) zeigt sich eine gute Reproduzierbarkeit. Bei diesem Bild wurden die jeweils 1012 Messwerte für Strom und Spannung der 6766 Pixel gemittelt und der gemittelte Wert dargestellt. Bei der 5. Zeile wurde das FIR-Lasersignal ausgeschaltet. Die Spannung im Arbeitspunkt ändert sich durch das nicht homogene Hintergrundmagnetfeld um etwa $12 \mu\text{V}$. Ein Fraunhofer-Muster für den verwendeten Josephson-Kontakt, mit dem sich die Magnetfeldänderung bestimmen lässt, wurde nicht aufgenommen. Aus anderen Messungen, die auch in einer Studienarbeit [67] ausgewertet wurden, ist bekannt, dass diese Änderung innerhalb der magnetischen Abschirmung sehr klein ist. Für die bildlichen Darstellungen der Intensität wurde nur die Differenz zwischen der bestrahlten und den unbestrahlten Messwerten ausgewertet. Der magnetische Einfluss wurde vernachlässigt und der systematische Fehler in Kauf genommen.

Die Messwerte der zeitlich nicht zusammenhängenden Abschnitte sind in der Abbildung 8.12 (b) und (c) dargestellt. Sie sind so klein, dass Quantisierungsstufen des Umsetzers sichtbar werden. Digitale Trennzeichen (0001hex und FFFEhex) trennen die zeitlich nicht zusammenhängenden 6 ms langen Abschnitte mit und ohne Bestrahlung in einer Chopperperiode.

Der Arbeitspunkt und der Messort im Raum sind absichtlich so gewählt, um sehr kleine Signale zu erhalten. Diese Signale können mit den Methoden der Statistik ausgewertet werden. Für die Berechnung der im Josephson-Kontakt umgesetzten FIR-Leistung wird die Spannungsdifferenz gesucht. Unter der Annahme einer Gauß-Verteilung der Messwerte lässt sich die Spannungsdifferenz als Differenz der Mittelwerte der beiden Bereiche berechnen:

$$\Delta U = \bar{u}_{mitFIR} - \bar{u}_{ohneFIR} , \quad (8.33)$$

$$\Delta U = \left| \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_{i,mitFIR} - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_{i,ohneFIR} \right| \quad \text{mit} \quad n = n_{mitFIR} = n_{ohneFIR} . \quad (8.34)$$

8.7. Ansprechschwelle und Begrenzung des räumlichen Auflösungsvermögens

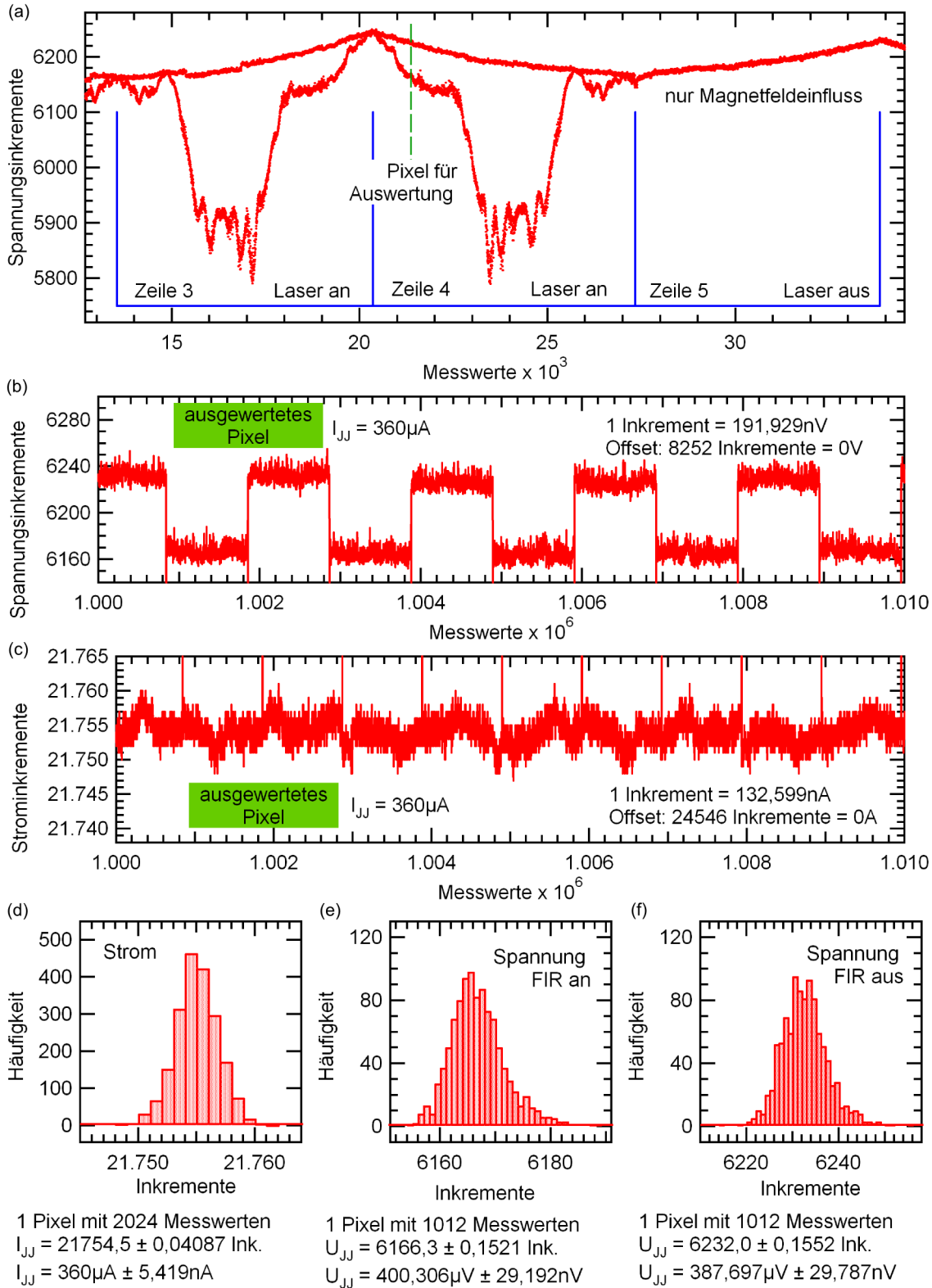


Abbildung 8.12.: (a) Messdatenausschnitt der gemittelten Daten von zwei Bildzeilen mit und einer Bildzeile ohne FIR-Signal. (b) und (c) Ausschnitte der digitalen Messdaten einiger Pixel aus der vierten Bildzeile mit schwachem FIR-Signal und konstantem Arbeitspunkt. (d) Histogramme der digitalen Messwerte des ausgewählten Pixels.

8. Der Josephson-Cantilever zur FIR-Leistungsmessung

Es stellt sich die Frage nach der kleinsten detektierbaren Leistung. Als kleinste detektierbare Spannung ΔU_{min} sei die Summe der Messunsicherheiten der Mittelwerte der Spannungen der beiden Bereiche definiert:

$$\Delta U_{min} = (s_{mitFIR} + s_{ohneFIR}) \cdot \frac{k_{student}}{\sqrt{n}} \quad \text{mit} \quad k_{student} = 1 \quad \forall \quad n > 200, \quad (8.35)$$

$$\Delta U_{min} = \frac{k_{student}}{\sqrt{n}} \cdot \left(\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (a_i)^2} + \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (b_i)^2} \right) \quad (8.36)$$

$$\text{mit} \quad a_i = \bar{u}_{mitFIR} - u_{i,mitFIR} \quad \text{und} \quad b_i = \bar{u}_{ohneFIR} - u_{i,ohneFIR}. \quad (8.37)$$

Eine Auswertung der Messdaten der einzelnen Abschnitte in der Abbildung 8.12 (d) zeigt schmale Histogramme. Das Histogramm der Strommessung bildet mit seiner Breite hauptsächlich das Eigenrauschen des verwendeten 14 Bit-Analog-Digital-Umsetzers ab [52]. Der Mittelwert des Stroms ist, bedingt durch einen Referenzwiderstand, mit einer zeitlich konstanten Unsicherheit von maximal $\pm 1\%$ behaftet. Im betrachteten Messfenster sind dagegen die gemessenen Schwankungen mit $\pm 5,4$ nA sehr gering. Die Verbreiterung der Histogramme der Spannungen hat neben dem Verstärkerrauschen zwei Hauptursachen. Zum einen schwankt die FIR-Leistung, zum anderen ist — verursacht durch die Kleinkühlerschwingungen — der Messort nicht konstant. Trotz magnetischer Abschirmung ist das Magnetfeld von Null verschieden. Die Bewegung in dem kleinen Magnetfeldgradienten führt zu einer Modulation der Spannung im Arbeitspunkt, die dem Fraunhofermuster folgt [87].

Der Vergleich der Mittelwerte der Spannungen führt auf eine Spannungsdifferenz nach Gleichung 8.33 von $\Delta U = 12,6 \mu\text{V}$. Damit ergibt sich nach Gleichung 8.32 eine FIR-Leistung von $P_{FIR} = 15,2$ nW am Messort. Mit der Anwendung der Gleichung 8.36 auf die Messdaten ergibt sich eine kleinste detektierbare Spannung von $\Delta U_{min} = 59,0$ nV, bei der sich die beiden Histogramme bis auf die Summe der Standardabweichungen der Mittelwerte überlappen würden. Als kleinste detektierbare Leistung, die in den Josephson-Kontakt eingekoppelt wurde, also der Ansprechschwelle ergibt sich nach Gleichung 8.32 eine Leistung von $P_{FIR,min} = 71,4$ pW. Das gilt für die verwendete Antenne auf dem Josephson-Cantilever und das Messsystem. Durch eine Optimierung lässt sich die Schwelle weiter erniedrigen.

Für diese Abschätzung wurden die in Kapitel 8.6.2 gefundenen Parameter verwendet,

da sie bei diesem Experiment mit dem gleichen Josephson-Cantilever nicht bestimmt wurden. Auffallend ist, dass der kritische Strom ($364\ \mu\text{A}$) dort größer ist, als der für diese Messung gewählte Arbeitspunkt ($360\ \mu\text{A}$). Die Ursache ist, dass die Parameter eines Josephson-Cantilevers nicht konstant sind und sich mit der Zeit ändern, wie im Abschnitt 9.6 gezeigt ist. Bei der hier vorgestellten Messung war der kritische Strom kleiner als zuvor. Für die Abschätzung seien hier die gleichen Werte zugelassen, da der unbekannte systematische Fehler klein ist.

Eine Optimierung der Messsystemparameter durch eine höhere Verstärkung, eine bessere Wahl des Arbeitspunktes und eine Reduzierung der Messbandbreite ermöglichen eine kleinste detektierbare Leistung. Auf der anderen Seite kann durch die Antennenoptimierung dafür gesorgt werden, dass mehr Leistung an dem Josephson-Kontakt zur Verfügung steht. Für die vorgestellten Verfahren stellt die Bedingung 8.24 die obere Grenze des Dynamikumfangs dar. Durch einen vollständigen Kennlinienfit [9] kann der Dynamikumfang nach oben erweitert werden.

9. Messungen und Diskussionen

Verschiedene Übertragungen der FIR-Strahlung in das THz-Mikroskop wurden untersucht. Dazu wurde ein überdimensionierter Wellenleiter und ein Linsenleiter mit einem off-axis-Parabolspiegel, beziehungsweise mit einer HDPE-Linse verwendet. Mit dem Josephson-Cantilever wurde die räumliche Leistungsverteilung der Strahlung abgebildet.

Mit der bekannten Leistungsverteilung der Strahlung wurden Proben von unten bestrahlt. Die Abstrahlung der Proben in den oberen Halbraum über der Probe wurde untersucht. Messungen im Nahfeld der Proben lassen Aussagen über das erreichte räumliche Auflösungsvermögen und über die Ansprechschwelle des THz-Mikroskops zu.

Durch eine Spule war es möglich während der FIR-Messung ein Magnetfeld zu überlagern. So wurde die Änderung der FIR-Empfindlichkeit in Abhängigkeit von dem Magnetfeld untersucht.

Beobachtet wurde eine Änderung der Parameter der Josephson-Kontakte auf den Josephson-Cantilevern. Das Kapitel endet mit den Ergebnissen über diese Veränderungen.

9.1. Messungen an überdimensionierten Wellenleitern

Zu Beginn der Arbeiten am FIR-Lasersystem wurde ein überdimensioniertes Wellenleitersystem nach Kapitel 2.3.1 mit hohlen runden Messingrohren aufgebaut, um das Signal vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop zu übertragen. Für verschiedene FIR-Laserlinien wurde mit einem Bolometer (Thermosäule) an verschiedenen Orten im Wellenleitersystem die FIR-Leistung bestimmt und die Wellenleiterdämpfung ermittelt, wie Tabelle 9.1 zeigt. Die relativ großen Unterschiede der Dämpfung sind hauptsächlich bedingt durch die Absorption der FIR-Strahlung durch Wasserdampf und Sauerstoff in der Laborluft in den Wellenleitern, wie [88] im ähnlichen Zusammenhang beschreibt. Eine Füllung des Wellenleitersystems mit trockenem, gasförmigen Stickstoff erniedrigte die Dämpfung um bis zu 30 %. Weitere Untersuchungen ergaben, dass ein 90°-Spiegel im THz-Schalter, eine lateraler oder eine radialer Versatz zweier Wellenleiter um bis zu 500 μm nur einen geringen Einfluss auf die Dämpfung hat. Einen größeren Einfluss hat eine Wellenleiterverbiegung um wenige Grad eines 1 m langen Wellenleiters und die Mylarfolien (abhängig von der Dicke), die als Vakuumfenster am Flansch der THz-Mikroskops fungierten.

Tabelle 9.1.: Auswahl einiger starker FIR-Laserlinien. FIR-Laserleistung gemessen am Ende eines 450 mm langen Messingwellenleiter mit \varnothing 6 mm innen, gefüllt mit Laborluft.

FIR-Laserlinie	FIR-Lasergas	CO ₂ -Laser-Pumplinie	max. FIR-Laserleistung	Wellenleiterdämpfung
584 GHz	CHOOH	9R28 (6 W)	0,99 mW	2,3 dB/m
691 GHz	CHOOH	9R20 (9,3 W)	1,85 mW	1,8 dB/m
715 GHz	CHOOH	9R22 (7,7 W)	1,23 mW	2,2 dB/m
762 GHz	CHOOH	9R18 (8,9 W)	5,2 mW	3,0 dB/m
1,19 THz	CH ₃ OH	10R38 (6,6 W)	2,2 mW	9,4 dB/m
1,84 THz	CH ₃ OH	10R38 (6,6 W)	5,0 mW	3,3 dB/m
2,52 THz	CH ₃ OH	9P36 (7,2 W)	10,1 mW	3,3 dB/m
3,1 THz	CH ₃ OH	9R10 (5,4 W)	1,0 mW	1,9 dB/m
4,2 THz	CH ₃ OH	9P34 (8,4 W)	3,2 mW	8,8 dB/m

Während der Zusammenarbeit mit Dr.-Ing. F. Stewing wurde am Messaufbau in Abbildung 9.1 ein Experiment gemeinsam durchgeführt. Eingesetzt wurde die in dieser Arbeit entwickelte Messelektronik und die starke 762 GHz-Laserlinie. Trotz relativ viel FIR-Leistung am Ort der Messung, die durch eine baugleiche Messvergleichsstrecke (Abbildung 2.7 auf Seite 19) außerhalb des THz-Mikroskops bekannt war, war die mit dem Josephson-Cantilever gemessene Leistung sehr klein. Es konnte nie eine Shapirostufe, während der Messungen auf einem Oszilloskop, beobachtet werden. Nur in der Auswertung des differentiellen Widerstands lässt sich eine kleine Abweichung, durch die FIR-Leistung erkennen, wie Abbildung 9.2 zeigt. Es gibt mehrere lokale Maxima, auf denen die Leitung verteilt ist. Die Verteilung ist nicht kontrolliert beeinflussbar und das ist der Hauptgrund, warum diese Übertragung für Untersuchung von Proben nicht geeignet ist. Gefordert ist dafür ein einziges Maximum mit bekannter Polarisierung. Die Untersuchungen ergaben, dass sich bei Verwendung des Wellenleitersystems die Eigenschaften der Feldverteilung am Ort der Messung nicht vorher sagen lassen und so unbestimmt und zudem zeitlich nicht konstant sind. Dass nur wenig FIR-Leistung detektiert wurde, kann auch an einem niedrigen $I_c R_n$ -Produkt, oder der fehlenden Antennenstruktur der verwendeten alten Cantilever-Layouts liegen.

Bei dem Resonatordesign von FIR-Lasern ergibt sich das gleiche Problem, die Leistung über eine Wegstrecke — dort zwischen den Endspiegeln — zu übertragen. Bei den Wellenleitertypen der Laser werden häufig metallische oder dielektrische runde Hohlleiter mit einem überdimensionierten Durchmesser $d \gg \lambda$ verwendet [89] bis [92]. In dielektrischen Wellenleitern hat die EH₁₁-Mode die geringste Dämpfung. Diese Dämpfung ist für den Durchmesser d proportional zu λ^2/d^3 . Die Mode ist besonders erwünscht, da sie einem linearen Gauß-Profil ähnelt und die Abstrahlung der Aperturantennen des Auskoppelspiegels dadurch vorhersagbar macht. Auch die Abstrahlung dieser Mode am

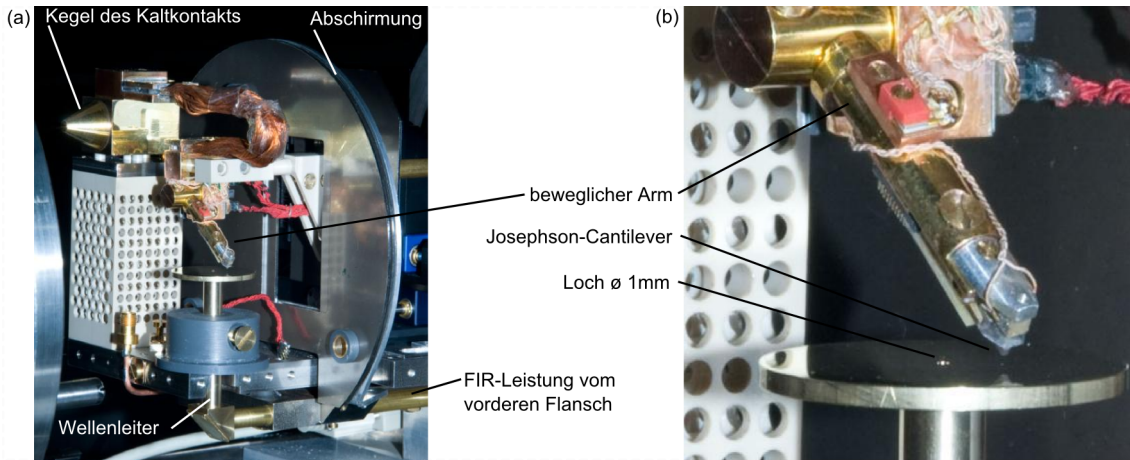


Abbildung 9.1.: (a) THz-Mikroskop zur Messung der räumlichen FIR-Leistungsverteilung. Der senkrechte Messingwellenleiter läuft konisch von \varnothing 6 mm auf \varnothing 1 mm zu. (b) Vergrößerung.

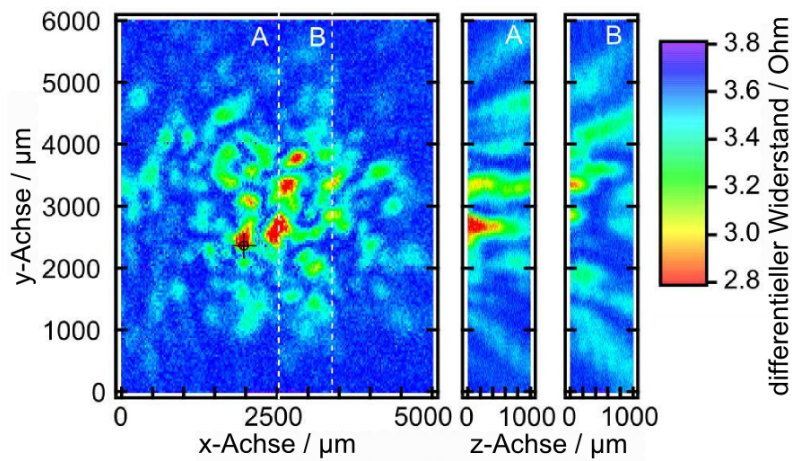


Abbildung 9.2.: Messergebnis einer gemeinsamen Messung mit Dr.-Ing. F. Stewing. FIR-Leistungsverteilung bei 762 GHz und mit 3 mm-Loch [96].

Ende des dielektrischen Wellenleiters ist im Fernfeld gaußförmig, wie [25] zeigte.

In [23] wurde gezeigt, dass metallische Wellenleiter grundsätzlich für die Übertragung geeignet sind. Zudem wurde die Einkopplung von Gauß-Strahlen in die Wellenleiter untersucht [94]. Es wird dort darauf hingewiesen, dass es durch die Randbedingungen Feldverformungen an der Innenoberfläche gibt. So wird die lineare Polarisation des Gauß-Strahls zerstört und es werden höhere Moden angeregt. Einige dieser höheren Moden haben eine geringere Dämpfung als die erwünschte linear polarisierte TE_{11} -Mode. Auch Störstellen durch zum Beispiel die Spiegel im Wellenleiter regen höhere Moden an. Wie eine eigene Veröffentlichung [93] zeigt, sind in dem verwendeten metallischen Wellenleiter mehrere hundert Moden ausbreitungsfähig. Durch die Modenkopplung befindet sich die FIR-Leistung am Wellenleiterende in mehreren Moden mit voneinander verschiedenen Ausbreitungskonstanten. Für einen dielektrischen Wellenleiter beschreibt [95] die Kopplung der EH_{11} -Mode in höhere Moden. Nicht für alle Moden sind am Ende des metallischen Wellenleiters die Randbedingungen erfüllt und so kann ein Teil der Leistung den Wellenleiter nicht verlassen und wird in diesen zurück reflektiert. Wird Leistung durch das Auskoppelfenster in den FIR-Laser zurückgekoppelt, wird dieser instabil und die Ausgangsleistung erniedrigt sich. Auch durch den Josephson-Cantilever kann während der Messung, abhängig von der Messposition, Leistung in den Wellenleiter zurückreflektiert werden und so den Laser beeinflussen. So kann es sein, dass die Leistungsverteilung in der Abbildung 9.2 durch die Rückwirkung entstand. Diese Rückwirkung wurde nicht im Detail untersucht.

9.2. FIR-Strahlungsmessungen im THz-Mikroskop

Im Gegensatz zu der Wellenleiterübertragung war das Ziel bei den im Folgenden vorgestellten Untersuchungen, das gaußförmige Profil bei der Übertragung der FIR-Strahlung in die Messebene im THz-Mikroskop zu erhalten. Mit den dadurch bekannten Strahlparametern lassen sich unbekannte Proben untersuchen. Die Frequenz von 762 GHz wurde gewählt, da es sich dabei um eine stabile und leistungsstarke Laserlinie handelt. Für die Experimente wurde sie konstant gehalten, um Vergleiche zwischen den Experimenten zuzulassen. Die Justage der quasioptischen Elemente im Strahlengang stellte sich dabei aufgrund der vielen Freiheitsgrade als äußerst schwierig heraus, zumal der Zugang für die Strahlungsmessung beschränkt ist.

9.2.1. Strahlungsmessung mit einem Parabolspiegel bei 762 GHz

Wie in der Abbildung 9.3 dargestellt, kann sich in der Messebene eine Probe befinden, die von unten angestrahlt wird und nach oben abstrahlt. Beispielfhaft ist dort eine

Rechteckschlitz-Gruppenantenne dargestellt. Im Abschnitt 9.3 werden die Ergebnisse der Messungen von bestrahlten Strukturen vorgestellt. Bei den, im Folgenden vorgestellten Messergebnissen, wurde die Leistungsverteilung in der Messebene, ohne Probe untersucht. Angestrebt wurde ein gaußförmiges Profil.

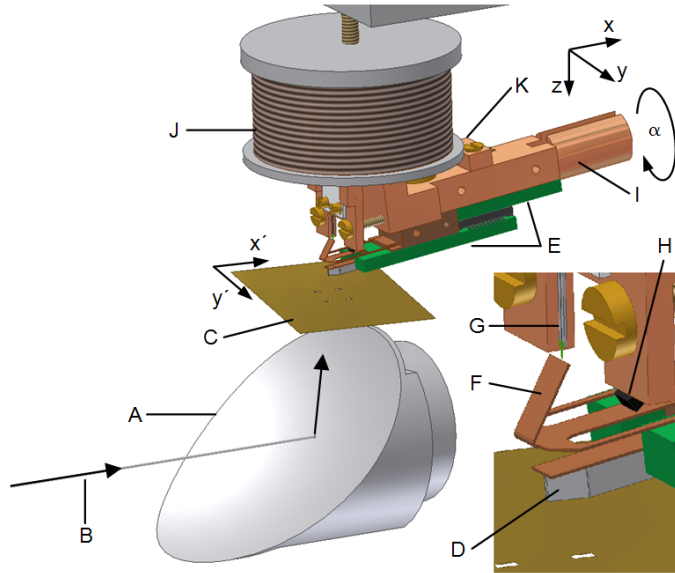


Abbildung 9.3.: 3D-Modell des Messaufbaus mit dem off-axis-Parabolspiegel A, Strahlachse der 762 GHz-Strahlung, Messebene C, Josephson-Cantilever D, Platinen E, CuBe-Feder F, Tuning-Fork-Cantilever G, 380 Ω - Heizwiderstand H, Kupfer-Arm I, Bias-Spule J und Temperturmessdiode K.

Den Verlauf der Strahlung bei 762 GHz durch den Aufbau der Strahlübertragung in Abbildung 5.12 (b) auf Seite 79 ist in der Abbildung 9.4 dargestellt. Aufgrund der Randbelegung nach Kapitel 4.1.3 wird ein Leistungsanteil von etwa 10 % durch den geringen Linsendurchmesser abgeschnitten. Problematisch ist der Anteil der gebeugten FIR-Leistung, die in dem Rohr Eigenmoden anregt und sich mit dem Gauß-Stahl in der Messebene überlagert. Der Hauptteil der Leistung wird durch die HDPE-Linse, die zudem das Vakuumfenster darstellt, auf den off-axis-Parabolspiegel abgebildet. Etwa auf Höhe der Strahltaile befindet sich der quasioptische Koppler. Koppler und Spiegel wurden vor der Messung im optischen Bereich mit grünem Licht einer starken LED (18 Cd) justiert. Die LED befand sich im Abstand von etwa 1 m und eine Blende begrenzte den Strahldurchmesser.

Gemessen wurde für jedes Bildpixel eines Bildes die Strom-Spannungs-Kennlinie (KL) eines Josephson-Kontakts auf dem Josephson-Cantilever, der in der Messebene bewegt wurde. Ausgewertet wurde für einen konstanten Arbeitspunkt in der Mitte der Shapiro-stufe der differentielle Widerstand. Den positiven Ast der Strom-Spannungs-Kennlinie für ein Randpixel und ein Pixel mit hoher FIR-Leistung zeigt die Abbildung 9.5.

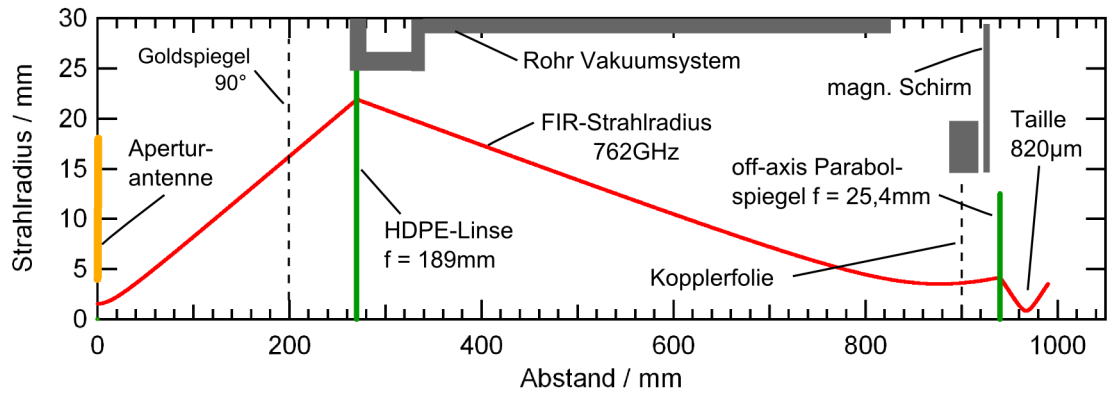


Abbildung 9.4.: Strahlengang für 762 GHz vom FIR-Laser in das THz-Mikroskop. Die 90°-Strahlableitung nach oben durch den off-axis-Parabolspiegel wurde in der Abbildung vernachlässigt.

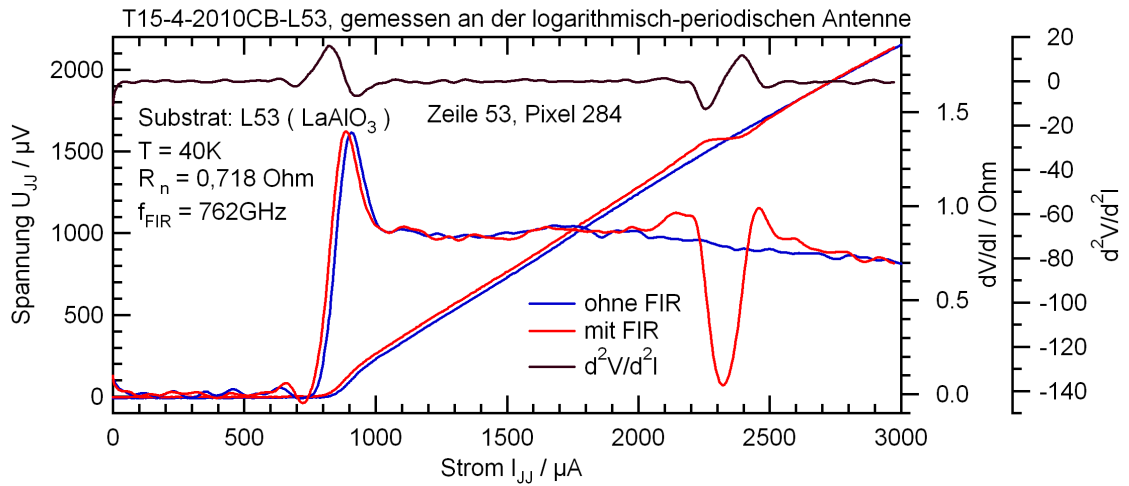


Abbildung 9.5.: Positiver Kennlinien-Ast der Strom-Spannungs-Kennlinie des Josephson-Kontakts mit der logarithmisch periodischen Antenne, mit und ohne 762 GHz-FIR-Strahlung.

Eines der ersten mit dem THz-Mikroskop aufgenommenen Bilder zeigt die Abbildung 9.6 (a). Es verdeutlicht die grundsätzliche Problematik. Trotz präziser Vorjustage des quasioptischen Strahlengangs und einem starken FIR-Signal des quasioptischen Kopplers während des Experiments zeigt das Bild viele Leistungsmaxima.

Eine Ursache war der Aufbau des quasioptischen Kopplers in Abbildung 5.10 auf Seite 77. Weil die Kopplerfolie nicht exakt plan war, kam es zusammen mit Abbildungsfehlern des off-axis-Parabolspiegels dazu, dass der Detektor ein starkes Signal lieferte, auch wenn die FIR-Strahlung den Koppler neben der optischen Achse traf. Traf der Strahl zum Teil auf den metallischen Rand, kam es zu Reflektionen, die sich durch fehlende Absorber im Rohr der Strahlübertragung ausbreiteten. Der Anteil des achsnahen Strahls wurde in eine Taille in der Messebene abgebildet. Die Reflektionen führen zu den weiteren Maxima. Trifft FIR-Strahlung den off-axis-Parabolspiegels oder eine Linse schräg zur optischen Achse, kommt es zu einem Abbildungsfehler: Koma. Durch die Koma kommt es, wie E. Hecht [74] an Beispielen zeigt, zu Linienmustern in der Bildebene. Solche Linienmuster sind einigen Maxima überlagert und deuten auf schräg laufende Strahlen durch Reflektionen hin. Eine Untersuchung in anderen Bildhöhen zeigte, dass diese Maxima mit großen Winkeln zur Orthogonalen der Messebene mit zunehmender Bildhöhe aus den Bildern heraus laufen. Auch nach mehreren Stunden der Justage an einen zweiten Messtag konnte kein gaußförmiges Profil erzeugt werden, wie die Abbildung 9.6 (b) zeigt.

Durch die Erweiterung der Kopplers durch die Blende mit 8 mm auf der optischen Achse und den Kollimator wurde erreicht, dass der Detektor nur dann ein Signal liefert, wenn die FIR-Strahlung die Kopplerfolie nahe der optischen Achse trifft. So wurde auch der off-axis-Parabolspiegel und später die Linse auf der optischen Achse von der Strahlung getroffen. Extrem empfindlich gegenüber einer Winkelverkipfung zur optischen Achse — schon unter 1° — reagiert der off-axis-Parabolspiegel mit Abbildungsfehlern. Unter Verwendung der Mikroskopkamera, der grünen LED im Abstand von etwa 1 m und mit einem Papierschirm nahe der Strahltaille wurde der Parabolspiegel justiert. Das Ergebnis der Messung in der Abbildung 9.6 (c) und (d) zeigt ein gaußförmiges Profil der Leistungsdichte mit geringer Leistungsdichte in der Umgebung. Die Auswertung des kritischen Stroms lässt eine Aussage über das Hintergrundmagnetfeld zu. Die Veränderung der Breite der Shapiro-Stufe durch ein Magnetfeld wird in Abschnitt 9.5 diskutiert. Bei der Messung hier war der kritische Strom durch ein unerwünschtes Flussquant in dem Korngrenzenkontakt magnetisch zum Teil unterdrückt. Das passierte häufig, deshalb wird vor einer Messung mit einem Heizwiderstand der Josephson-Kontakt kurz aufgeheizt und erneut abgekühlt.

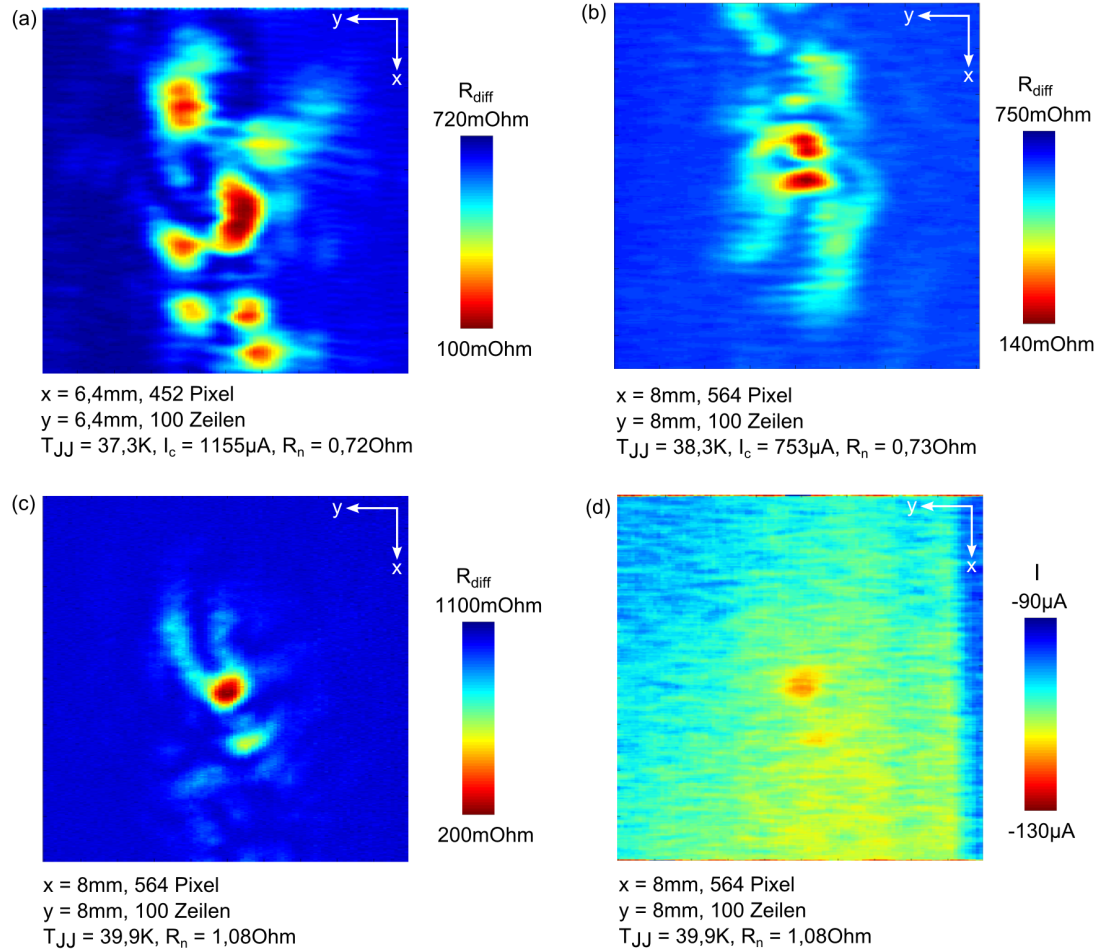


Abbildung 9.6.: Die Bildserie zeigt die Leistungsdichteverteilung in der Messebene in der Strahltaile des off-axis-Parabolspiegels an drei verschiedenen Messtagen. Cantilever: T15-4-2010CB-L53 (LaAlO_3) log.-per. Antenne, $f_{\text{FIR}} = 762\text{ GHz}$, $P_{\text{FIR}} \approx 1\text{ mW}$, Armverkipfung $\approx 25^\circ$, 100 Bildzeilen mit $v = 1,2\text{ mm/s}$, Pixelmesszeit 4 ms. (a) Differentieller Widerstand in der Shapiro-Stufe, pos. KL und Mittelung über 2 Pixel, 700 Messwerte pro KL. (b) Differentieller Widerstand in der Shapiro-Stufe, pos. KL und Mittelung über 2 Pixel, 990 Messwerte pro KL. (c) Differentieller Widerstand in der Shapiro-Stufe, pos. KL, 990 Messwerte pro KL. (d) kritischer Strom (zum Teil magnetisch unterdrückt), neg. KL und Mittelung über 3 Pixel, 990 Messwerte pro KL.

9.2.2. Leistungsverteilung über dem Parabolspiegel

Durch die Aufnahme in verschiedenen Bildhöhen entsteht ein räumlicher, also dreidimensionaler Überblick über die Leistungsverteilung über dem Parabolspiegel. Der Forderung nach der Erhaltung des gaußförmigen Profils kann der off-axis-Parabolspiegel nicht nachkommen, wie Abbildung 9.7 zeigt. Das Profil ist stark verzerrt und das ist nicht unerwartet, denn [68] sagt für einen solchen Spiegel, besonders durch die kurze Brennweite, starke Abbildungsfehler voraus. So wird eine Grundmode in eine Grundmode mit überlagerten Anteilen höherer Moden und Kreuzpolarisation transformiert. Nach den dort angegebenen Gleichungen lassen sich diese Leistungsanteile bestimmen.

Aufgrund der Vorzüge, wie geringe Verluste, der Möglichkeit der optischen Vorjustage und der kurzen Brennweite von 25,4 mm und der damit nach Gleichung 4.17 hohen Intensität in der Taille wurde der off-axis-Parabolspiegel für die Untersuchungen ausgewählt. Als Ergebnis stellte sich heraus, dass dieser Spiegel aufgrund der Unbestimmtheit der Leistungsdichte für die Anregung von unbekannten Proben nicht geeignet ist.

9.2.3. Strahlungsmessung mit einer HDPE-Linse bei 762 GHz

Im Experiment befindet sich hinter der zweiten Linse aus HDPE ein Messingplanspiegel, der die Strahlung um 90° nach oben in die Messebene ablenkt. Wie die Abbildung 9.8 (a) zeigt, befindet sich dort ein Kreuztisch, in den eine Probe eingebaut werden kann.

Werden beide Linsen im Strahlengang von der FIR-Strahlung sehr nahe des Apex getroffen und ist der Winkel zwischen der optischen Achse und der Linsenoberflächennormalen sehr klein, so sind die Abbildungsfehler sehr klein und das Profil hinter der zweiten Linse ist gaußförmig. Die Abweichungen vom gaußförmigen Profil in der Bildserie 9.9 sind auf Fehljustage des Strahlengangs zurückzuführen. Für die Bildserie wurde der kritische Strom und der differentielle Widerstand nahe der Shapiro-Stufe ausgewertet und dargestellt. Von dem zweiten Bild der Serie wurden in der Abbildung 9.8 je ein 3D-Profil und Schnitte für eine ausgewählte Bildzeile und -spalte dargestellt. Gemessen wurde mit einer Bow-Tie-Antenne eines Cantilevers vom Typ: T45-4-2010CB-MgO256, also mit einem Magnesiumoxid-Bikristallsubstrat.

Auffallend in der Darstellung des kritischen Stroms ist der höhere Wert in den ersten (vertikalen) Bildzeilen. Aufgrund des nicht konstanten, aber sehr kleinen Hintergrundmagnetfelds ist das Profil im Bereich kleiner FIR-Leistung nicht ganz flach. Aber durch einen magnetischen Einfluss kann die Stufe der ersten Bildzeilen nicht erklärt werden. Vor jeder Bildaufnahme wird der Josephson-Kontakt mit dem Heizwiderstand auf der CuBe-Zunge aufgeheizt. Beginnt die Bildmessung zu früh, wäre ein thermischer Einfluss in den ersten Bildzeilen erkennbar, da sich der Kristall noch auf den Endwert abkühlt. Eine höhere Temperatur erniedrigt aber den kritischen Strom und ist auch nicht Ursache.

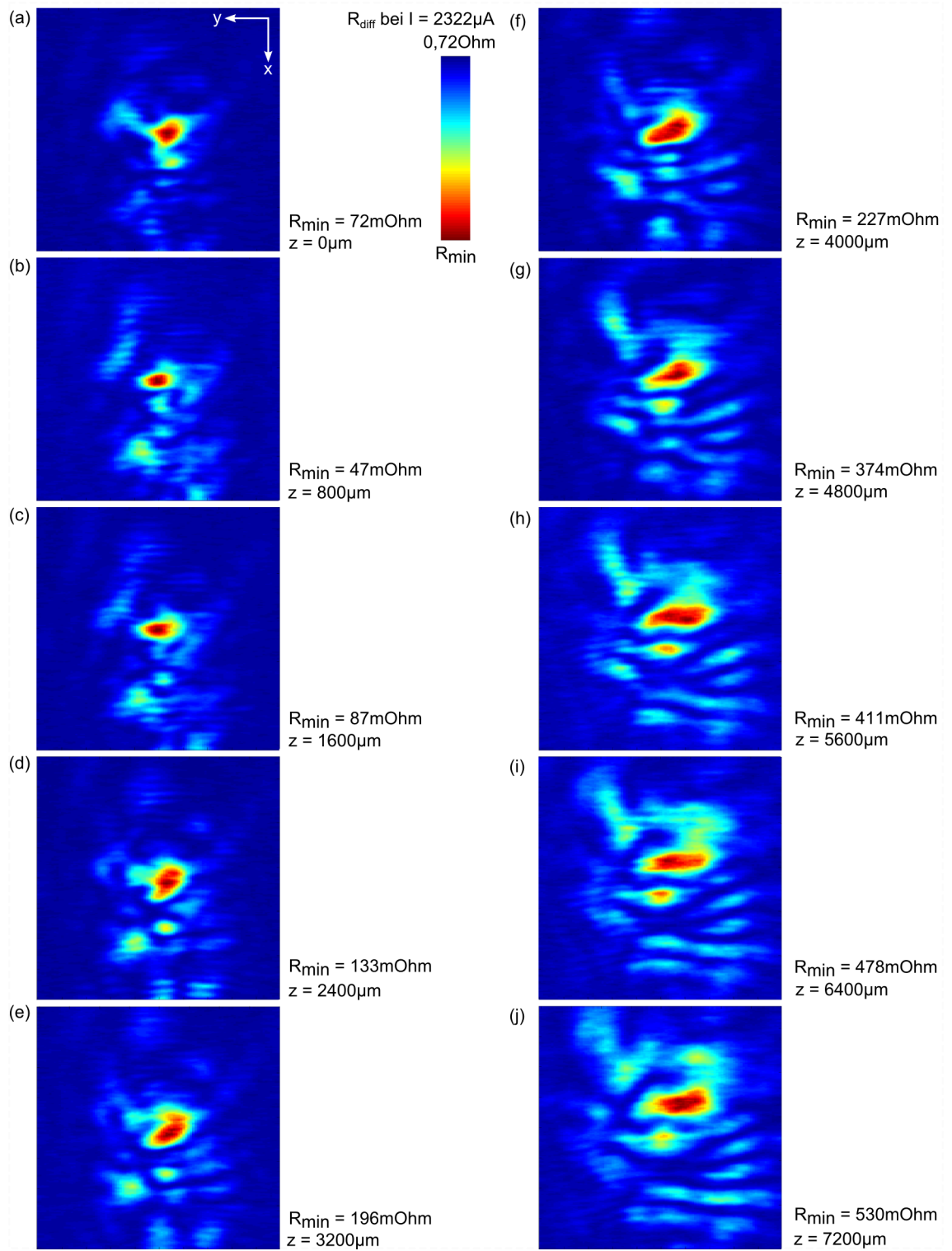


Abbildung 9.7.: Untersuchung der Leistungsdichte des off-axis-Parabolspiegels in verschiedenen Höhen. Bildgröße: $x = 8\text{ mm}$ mit 550 Pixel, $y = 8\text{ mm}$ mit 100 Zeilen. Ausgewertet wurde der differentielle Widerstand in der Shapiro-Stufe. Cantilever: T15-4-2010CB-L53 (LaAlO_3) log.-per. Antenne, $f_{\text{FIR}} = 762\text{ GHz}$, $P_{\text{FIR}} \approx 1\text{ mW}$, Armverkipfung $\approx 25^\circ$, Bildzeilen mit $v = 1,2\text{ mm/s}$, Pixelmesszeit 6 ms , $T_{\text{JJ}} = 39,9\text{ K}$.

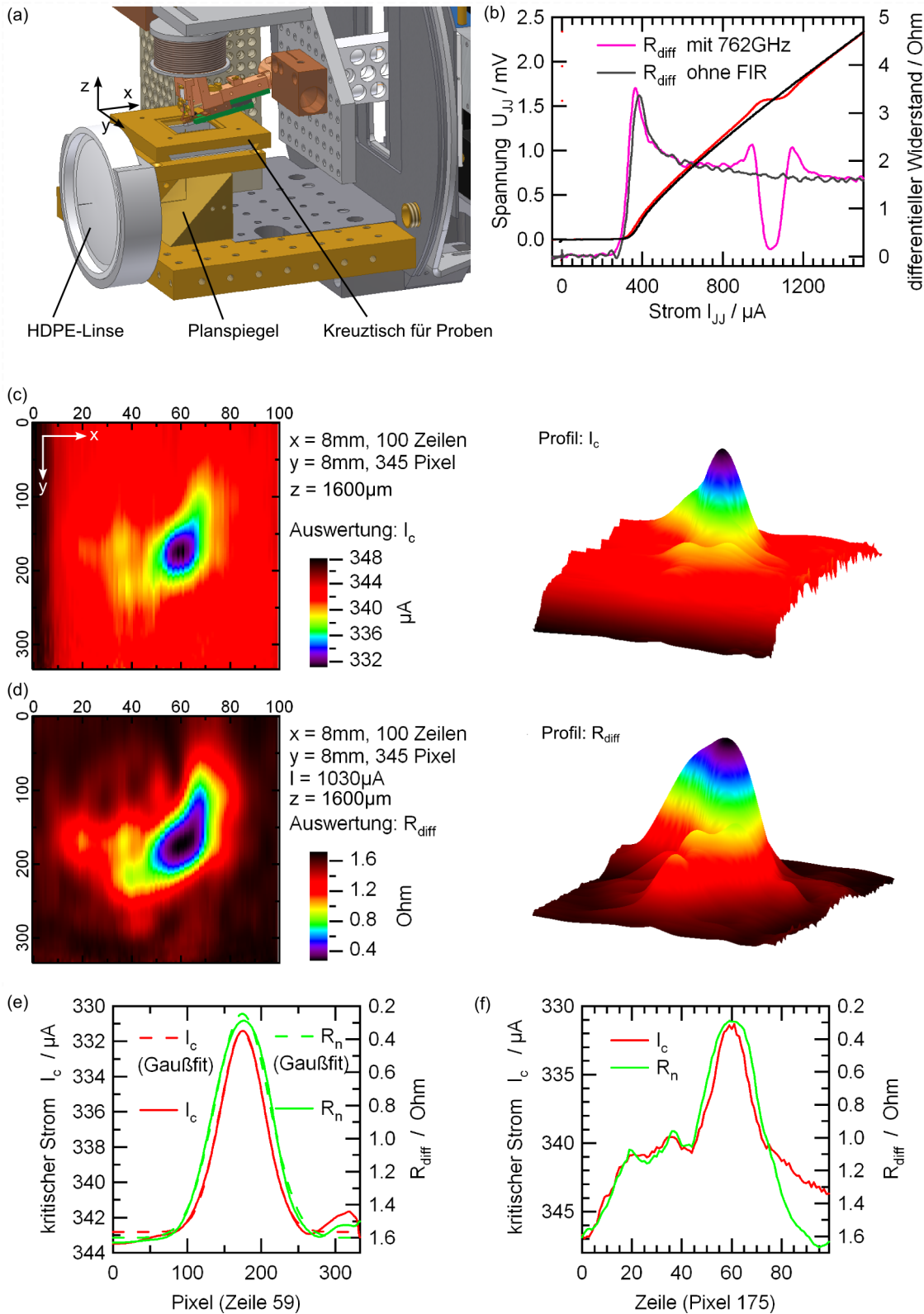


Abbildung 9.8.: (a) Aufbau des Experiments im 3D-Modell. (b) Kennlinie des Cantilevers T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 36,3$ K, $P_{FIR} \approx 1,1$ mW. (c) Auswertung des kritischen Stroms. (d) Auswertung des differentiellen Widerstands. (e) Bildschnitt der Zeile 59. (f) Bildschnitt für die Pixelnummer 175.

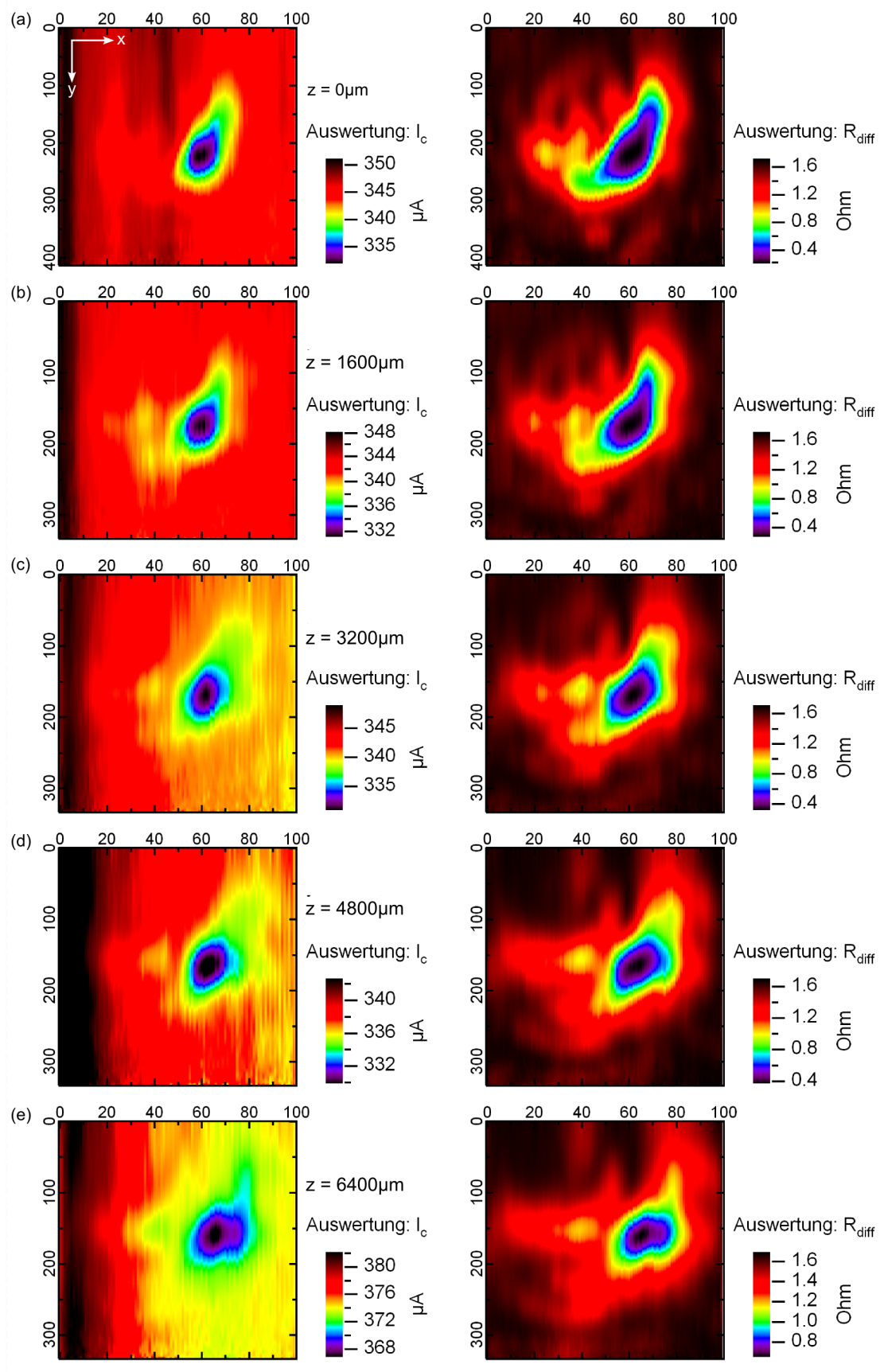


Abbildung 9.9.: Bildserie der Leistungsdichte nahe der Strahltaille hinter der HDPE-Linse bei 762 GHz.
Bildgröße: $x = 8 \text{ mm}$ mit 345 Pixel, $y = 8 \text{ mm}$ mit 100 Zeilen. $I_{AP} = 1030 \mu\text{A}$.

Die Erhöhung des kritischen Stroms in den ersten Bildzeilen kann durch die Verlustleistung am Josephson-Kontakt durch den Messstrom erklärt werden. Bei der Messung wurde die Kennlinie positiv und negativ, dreieckförmig mit einem Scheitelwert von 3 mA angesteuert. Die Verlustleistung wurde unter Berücksichtigung der Pausenzeiten auf etwa $3 \mu\text{W}$ abgeschätzt. Vor der Bildmessung ist der Bikristall kälter und heizt sich zu Beginn der Messung auf. Die höhere Temperatur erniedrigt den kritischen Strom. Bestätigt wird diese Annahme im Abschnitt 9.3.2, wo eine temperaturbedingte Abnahme des kritischen Stroms beim Abschalten des Kühlsystems beobachtet wurde. Auf eine aktive Temperaturregelung mit der Temperaturmessdiode wurde verzichtet.

Die Auswertung des differentiellen Widerstands liefert ein ähnliches Bild der FIR-Leistungsdichte. Im Vergleich der Leistungsdichte für die Bildzeile 59 und für die Spalte 175 Pixel zeigt, dass das Profil nur in einer Richtung gaußförmig ist. Der Vergleich mit Gauß-Fits für die Zeile 59 zeigt eine gute Übereinstimmung. Ursache der Nebenmaxima können Reflektionen an metallischen Oberflächen durch fehlende Absorber sein.

Messelektronik mit Lock-In-Prinzip

Mit der Messelektronik kann nach dem Lock-In-Prinzip gemessen werden, um Signale auszuwerten, die kleiner als das Rauschen sind. Gemessen wurde mit Stromeinprägung nach dem Arbeitspunktverfahren. Der Chopper moduliert das FIR-Signal synchron zum digitalen Choppertakt. Pro Taktperiode gibt es zwei Zeitbereiche. In dem Zeitbereich ohne FIR-Signal, wurde die Spannung U_{JJ} mit 1012 Messwerten gemessen. Der Mittelwert daraus ist der Wert eines Bildpixels und enthält nur Informationen über den Messhintergrund durch die Temperatur und das Magnetfeld. Bei offenem Chopper enthält der gemittelte Spannungswert zusätzlich zum Messhintergrund auch Information über die FIR-Leistung. Durch Differenzbildung wurde der Messhintergrund abgezogen und es blieb ein Abbild der FIR-Leistung. Da zwei Pixel der Spannungsmessung ein Pixel der FIR-Leistung ergeben, wird der Begriff Doppelpixel im FIR-Leistungsbild eingeführt.

Für das Arbeitspunktverfahren muss der Messstrom I_{JJ} konstant sein. Die Auswertung der Strommessdaten eines Bildes in Abbildung 9.10 zeigt, dass der Messstrom sehr konstant ist. Die Auswertung der gemittelten Stromwerte über alle Bildzeilen für ein ausgewähltes Pixel zeigt eine gute zeitliche Konstanz über die 50 min Messzeit.

Lange vor Beginn der Messung war der konstante Strom $I_{JJ} = I_{AP} = 370 \mu\text{m}$ angeschaltet, so dass zu Beginn keine temperaturbedingte Zunahme der Spannung im Arbeitspunkt beobachtet werden konnte. Das Bild der Spannungsmessdaten mit geschlossenem Chopper zeigt eine magnetfeldbedingte Änderung der Spannung im Arbeitspunkt. Aus anderen Messungen ist bekannt, dass sich in der Bildmessebene die magnetische Flussdichte im Bereich $\leq 1 \mu\text{T}$ ändert, wie es D. Georgi in seiner Studienarbeit [67] an

Messdaten gezeigt hat.

Das Bild der Spannungsmessdaten mit offenem Chopper zeigt zusätzlich zu dem magnetischen Hintergrund eine Spannungsänderung durch die FIR-Leistung. Wie im Abschnitt 9.5 gezeigt wird, erniedrigt sich die FIR-Empfindlichkeit des Josephson-Kontakts durch ein Magnetfeld. Nach den dortigen Beobachtungen ist das Hintergrundmagnetfeld hier sehr klein und es sei hier angenommen, dass der magnetische Einfluss vernachlässigt werden kann.

Die Bilder der beiden Spannungsmessdaten sind Rohdaten, also noch nicht über Pixel aus der Nachbarschaft gemittelt und Artefakte der zeilenweisen Aufnahme sind zu erkennen. In der Differenz der beiden Spannungsbilder in der Abbildung 9.11 wurde über 5 Pixel in Zeilenrichtung und über 3 Zeilen gemittelt. So ergibt sich ein glattes Profil. Die Mittelung über Zeilen ist zulässig, da der Zeilenabstand $z = 26,6 \mu\text{m}$ kleiner ist als die kleinste Struktur im Bild.

Das Beugungsbild in der Taille

Die Wellenfronten der FIR-Strahlung mit konstanter Phase, die die FIR-Laserapertur-antenne verlassen, haben nahezu die Form von Kugelkalotten. Durch Fertigungstoleranzen und Oberflächenrauheiten der ersten HDPE-Linse im Strahlengang wirkt diese wie ein Phasentransformator. In Abhängigkeit der Position auf der Linsenoberfläche, die von der FIR-Strahlung getroffen wird, läuft die Strahlung schneller oder langsamer durch den Kunststoff. So ist die Phase in Abhängigkeit der Position vor- oder nachteilend im Bezug auf die gewünschte Phasenfläche, auch wenn die Leistungsverteilung unverändert gaußförmig bleibt. Hinter der zweiten Linse, die nochmals als Phasentransformator wirkt, überlagern sich die Bereiche der Strahlung mit den unterschiedlichen Phasenlagen. Durch die Überlagerung der elektrischen Feldstärke unter Berücksichtigung der Phase kommt es zu lokalen Feldschwächungen und Feldverstärkungen, die in der Abbildung 9.11 beobachtet werden können. Hinzukommen Feldstärkeanteile durch Strahlung aus Reflektionen, deren Strahlachsen windschief zur Linsenachse liegen.

Der Bereich, in dem die Phasenunterschiede eine Rolle spielen heißt Fresnel-Zone oder Nahfeldbereich. Nach Gleichung 4.6 und Gleichung 5.8 lässt sich Größe diesen Bereichs hinter der Linse zu 5,5 mm um die Taille herum berechnen. Aus den Ergebnissen der Messung wurden auch die Beobachtungen der Abbildung 5.7 auf Seite 74 erklärt. Wäre es möglich, mit fiktiven Quellen genau diese Verteilung in der Taille mit Amplitude und Phase nachzubilden, könnte man rückwärts hinter der Linse ein wieder gaußförmiges Leistungsprofil messen. Ein ähnliches Vorgehen allerdings mit einer konstanten Quellenbelegung wurde im Abschnitt 4.3.1 gezeigt. Für eine beliebige Quellenverteilung im Nahfeld lässt sich mit der zweidimensionalen Fourier-Transformierten die Feldstärkever-

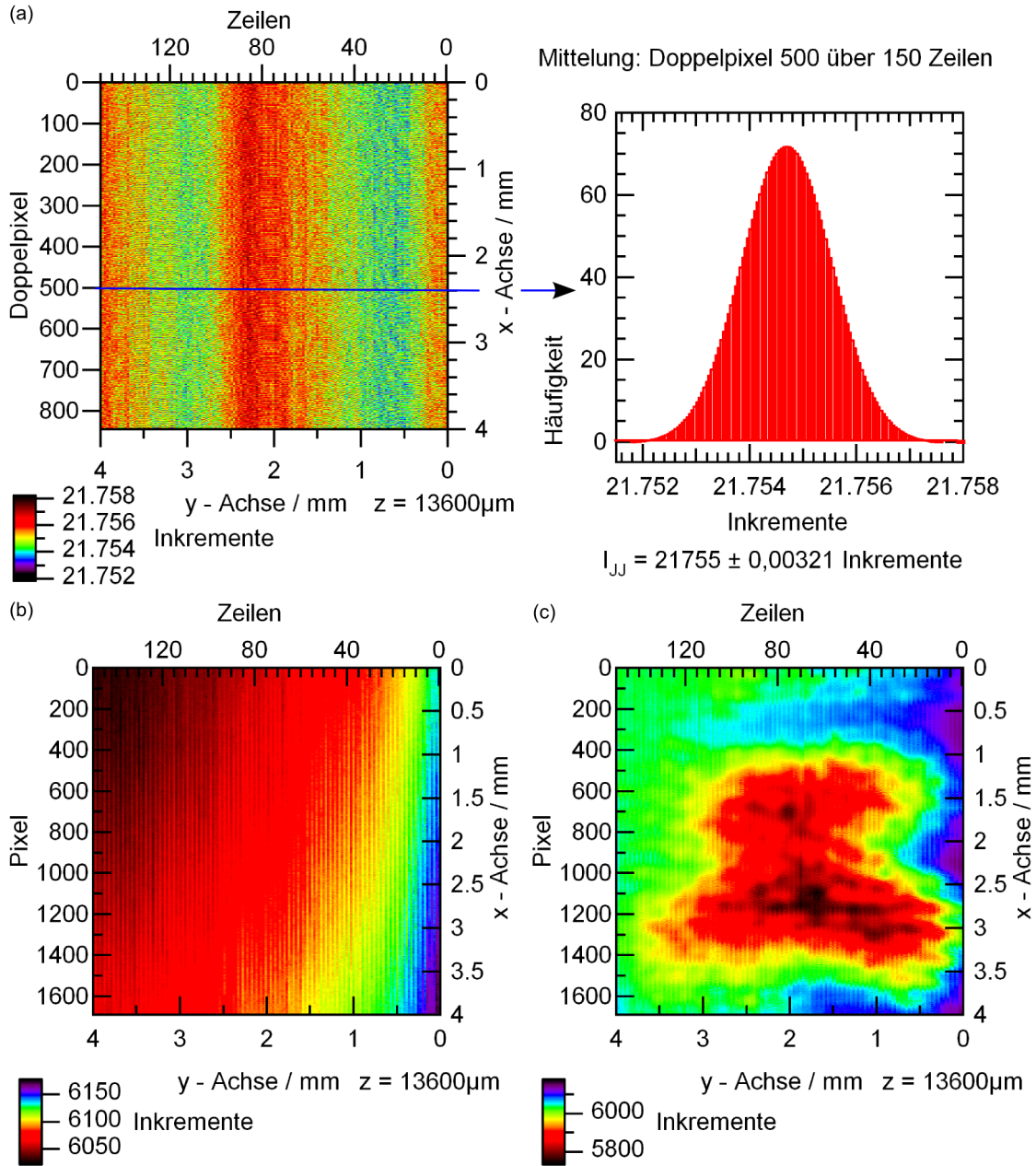


Abbildung 9.10.: Auswertung der Messdaten der Messelektronik mit dem Arbeitspunktverfahren. Bildmesszeit etwa 50 min; $v = 0,2 \text{ mm/s}$. (a) Strommesskanal, Messwiderstand 2,5 Ω . Je Pixel wurden 2024 Messwerte gemittelt. (b) Spannungsmesskanal. Chopper zu: nur Magnetfeldhintergrund ohne FIR-Signal. Je Pixel wurden 1012 Messwerte gemittelt. (c) Spannungsmesskanal. Chopper auf: Magnetfeldhintergrund mit FIR-Signal. Je Pixel wurden 1012 Messwerte gemittelt.

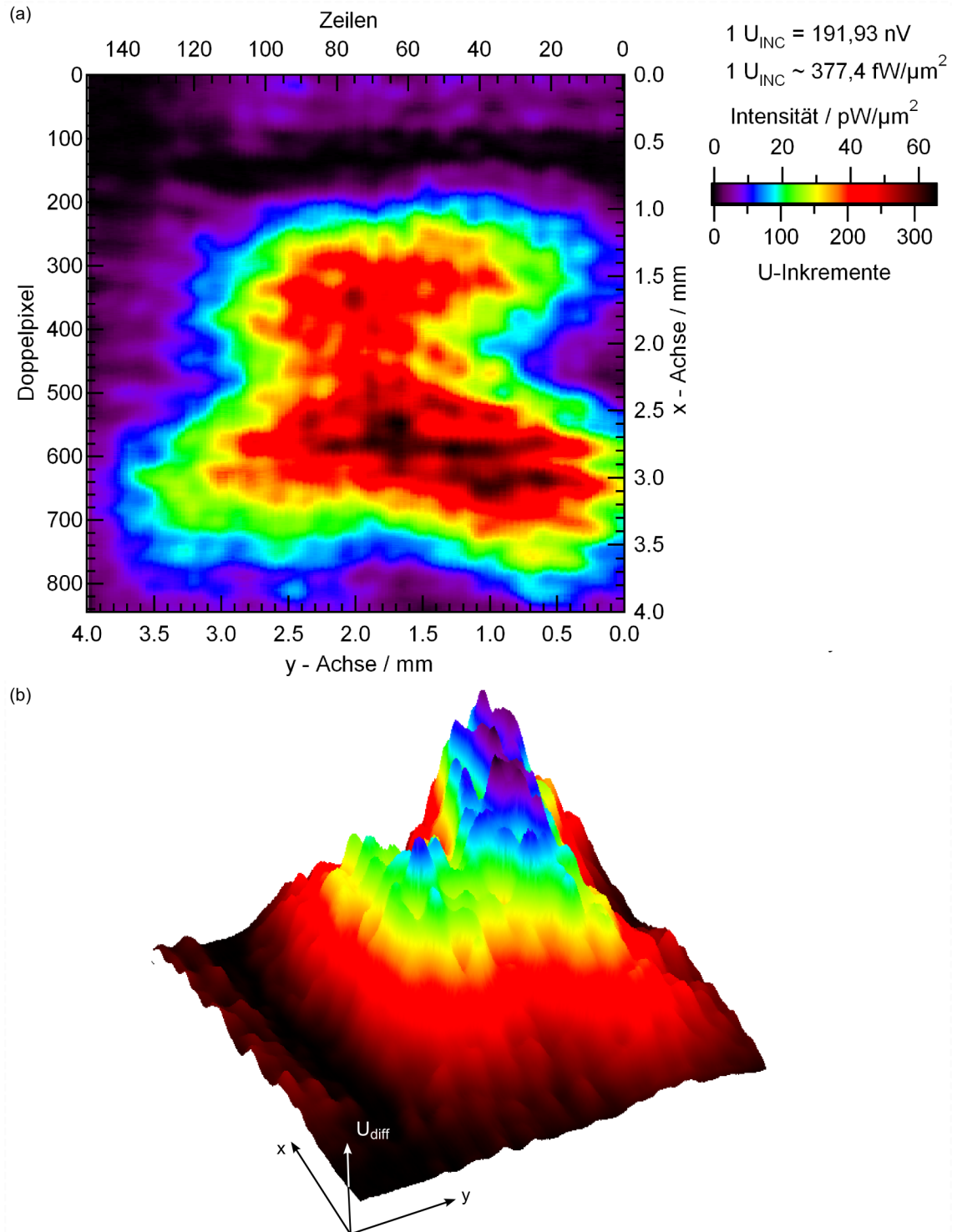


Abbildung 9.11.: Differenz der Bilddaten mit Chopper auf und mit Chopper zu. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 40 \text{ K}$, $f_{\text{FIR}} = 762 \text{ GHz}$, $P_{\text{FIR}} \approx 1,2 \text{ mW}$. Mittelung über $x = 5$ und $y = 3$ Pixel; $v = 0,2 \text{ mm/s}$. (a) Spannungsmesskanal. (b) Profildarstellung. Durch Beugung ergibt sich in der Nahfeldzone der Taille der HDPE-Linse eine starke Ortsabhängigkeit der FIR-Leistungsdichte.

teilung im Fernfeld berechnen [68].

Die Abweichungen in der Phase hinter der Linse stören. So ist die Phase unbestimmt, wenn mit der Strahlung hinter der Taille Antennen angeregt werden, wie im Folgenden noch gezeigt wird. Es gibt eine Möglichkeit, die Phase wieder zu “reparieren“ — durch ein Raumfilter. Die FIR-Strahlung mit der nicht glatten Phasenfläche kann nach Abschnitt 4.1.5 durch einen Gauß-Strahl in der Grundmode und durch überlagerte höhere Moden ausgedrückt werden. Höhere Moden haben nach [33] eine breitere Taille. Wird hinter der Linse eine kreisrunde Blende eingebaut, durch die nur die Grundmode passt, werden Leistungsanteile der höheren Moden stark gedämpft. Hinter dieser Raumblende ist die Phase um Anteile höherer Raumfrequenzen bereinigt und glatt. Allerdings geht FIR-Leistung verloren. Raumblenden werden auch bei Gaslasern eingesetzt, um höhere Moden zu unterdrücken [13].

9.2.4. Bildserie der Leistungsverteilung über der Linse

Wie sich das Strahlprofil beim Übergang in den Fernfeldbereich beziehungsweise in die Fraunhofer-Zone ändert, zeigt die Bildserie in der Abbildung 9.12. Durch die sechs Mal höhere Zeilenaufnahmegeschwindigkeit und den größeren Bildausschnitt geht, wie im Abschnitt 8.7 erläutert, räumliche Auflösung verloren. Bei 17 Bildern der Serie und etwa 10 min Aufnahmezeit pro Bild war der Kompromiss notwendig. Das unterste Bild mit $z = 0 \mu\text{m}$ zeigt einen größeren Bildausschnitt als Abbildung 9.11 mit weniger Auflösung. Die Leistungsverteilung ist ähnlich.

Ab einer Bildaufnahmehöhe von $z = 5600 \mu\text{m}$ beginnt der Übergang in den Fernfeldbereich. Ein zweites lokales Maximum wird erkennbar, vermutlich durch Reflexion. Es wandert von dem Hauptmaximum weg. In der obersten Messebene mit $z = 12800 \mu\text{m}$ in Abbildung 9.13 ist das Profil nahezu gaußförmig, allerdings in einer Raumrichtung gestreckt. Es wurde die Intensitätskonstante des Josephson-Cantilevers nach Abschnitt 8.3 für dieses Profil bestimmt. Danach entspricht der Spannung eines Inkrements des Umsetzers einer Intensität von $377,4 \text{ fW}/\mu\text{m}^2$. Die Verzerrung des Profils ist dabei egal, aber durch den abgeschnittenen Teil am Bildrand entsteht eine systematische Messwertabwertung. Diese ist nach einer Abschätzung kleiner als 5 % und wurde in Kauf genommen. Durch die Bestimmung der Intensitätskonstante ist die Aussage über die Intensität und über die abgestrahlte Leistung von angestrahlten Strukturen möglich, wie im Abschnitt 9.3.1 gezeigt ist.

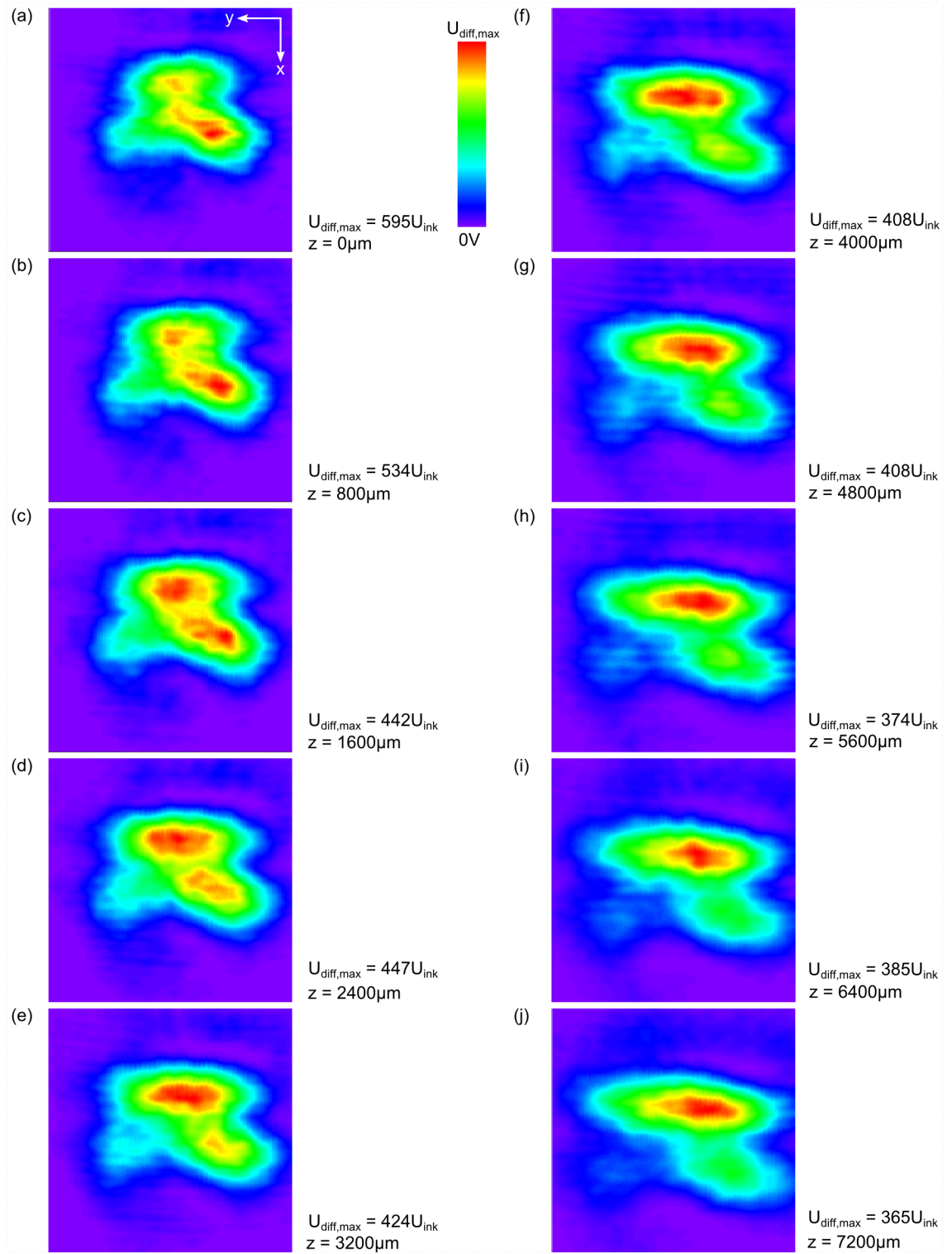


Abbildung 9.12.: Teil 1: Bildserie der Leistungsverteilung über der HDPE-Linse im Nahfeld- und Übergangsbereich. Bildgröße: $x = 6,4$ mm mit 224 Pixel, $y = 6,4$ mm mit 100 Zeilen; Mittelung: 2048 Messwerte pro Pixel und über $x = 5$ und $y = 3$ Pixel; $v = 1,2$ mm/s. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 40$ K, $P_{FIR} \approx 1,2$ mW, $f_{FIR} = 762$ GHz, $I_{AP} = 370$ μA , $1U_{\text{ink}} = 191,93$ nV \propto 377,4 fW/ μm^2 .

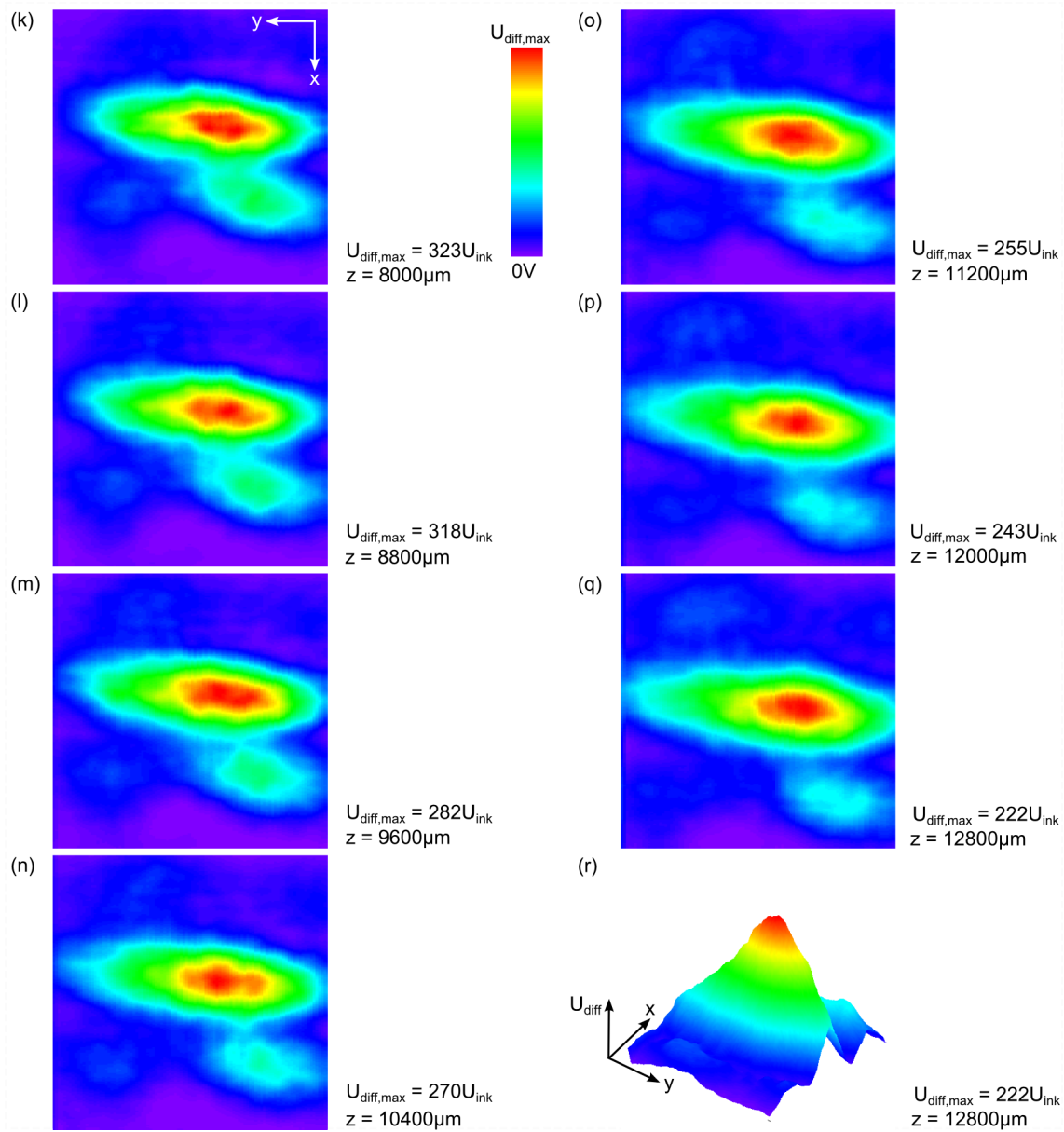


Abbildung 9.13.: Teil 2: Bildserie der Leistungsverteilung über der HDPE-Linse im Fernfeldbereich. Bildgröße: $x = 6,4\text{ mm}$ mit 224 Pixel, $y = 6,4\text{ mm}$ mit 100 Zeilen; Mittelung: 2048 Messwerte pro Pixel und über $x = 5$ und $y = 3$ Pixel; $v = 1,2\text{ mm/s}$. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 40\text{ K}$, $P_{FIR} \approx 1,2\text{ mW}$, $f_{FIR} = 762\text{ GHz}$, $I_{AP} = 370\text{ }\mu\text{A}$, $1U_{\text{ink}} = 191,93\text{ nV} \propto 377,4\text{ fW}/\mu\text{m}^2$.

9.3. Untersuchungen von angestrahlten Strukturen bei 762 GHz

Nach der Vermessung der FIR-Strahlung wurde diese dazu verwendet, verschiedene Strukturen als Proben von unten anzuregen, um die Abstrahlung nach oben mit dem Josephson-Cantilever zu untersuchen. Dazu wurden die Proben nahe der Strahltaile der Strahlung mit einer Frequenz von 762 GHz (Freiraumwellenlänge von $393\text{ }\mu\text{m}$) positioniert. Aus den Messergebnissen lässt sich der Josephson-Cantilever der THz-Mikroskops weiter charakterisieren.

9.3.1. Messungen an einer Kreuz-Schlitz-Antenne

Die Antenne mit einer maximalen Ausdehnung von $2,4\text{ mm}$ und einer Spaltbreite von $400\text{ }\mu\text{m}$ war in ein $80\text{ }\mu\text{m}$ starkes CuBe-Blech nasschemisch geätzt. Sie ist in der Abbildung 9.14 dargestellt. Durch die Positionierung nahe der Taille wurde bewusst in Kauf genommen, dass die Antenne nicht mit einer Phasenfläche bestrahlt wird und damit auch die Abstrahlung der Antenne zunächst unbestimmt ist. Die Position wurde gewählt, um eine hohe Intensität am Ort der Antenne zu erreichen. Aufgrund der großflächigen metallischen Abschirmung ist die transmittierte Leistung äußerst gering und nur knapp über der Ansprechschwelle des Systems. Nicht untersucht wurde die Rückwirkung der Metallfläche auf die Laserstabilität durch unerwünschte Rückkopplung in den FIR-Laserresonator. Die rückreflektierte FIR-Leistung wurde nicht durch einen Absorber ausgelöscht, so ist auch möglich, dass Reflektionen und Stehwellen in der FIR-Strahlführung die Anregung stören.

Optimierung der Antennenanregung

Grundsätzlich ergab sich ein Problem, die Antenne optimal anzuregen. Die zuvor vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass der Ort der maximalen Intensität bestimmt werden konnte. Um genau an diesem Ort das Zentrum der Antenne zu positionieren, musste das THz-Mikroskop geöffnet werden. Bis zum erneuten Abkühlen vergingen mindestens 8 Stunden, so dass die Messung mit der Antenne erst am folgenden Tag vorgenommen werden konnte. Dann aber hatte sich der Ort der maximalen Intensität oft stark geändert, wie Messungen zeigten. Hauptursache ist der Aufbau auf zwei optischen Tischen, die nicht verbunden werden können. Deshalb wurde nach dem Einbau der Antenne mit dem Josephson-Cantilever ein Ort mit starken FIR-Signal über der Antenne gesucht und iterativ der FIR-Strahlengang nachjustiert, um das Signal zu maximieren.

Sehr nützlich wäre eine zweidimensionale Verfahrenmechanik gewesen, mit der sich im Vakuum, während des Betriebs des THz-Mikroskops eine Probe am Ort mit maxima-

ler Intensität positionieren ließe. Der als Probenhalter konstruierte Kreutztisch, der in Abbildung 7.6 auf Seite 95 zusehen ist, kann um eine solche Verfahrmechanik erweitert werden.

Messserien im Nahfeld der Antenne

Über der Antenne wurden im Nahfeld zwei Bildserien aufgenommen, die die Intensitätsverteilung in verschiedenen Abständen zur Oberfläche zeigen. Dabei unterscheiden sich die beiden Serien nur im Bildabstand. Die Zone mit dem Radius R des Nahfelds, die den Raum zum Fernfeld trennt, ist von der Antennengröße D und der Freiraumwellenlänge λ abhängig nach:

$$R > 2 \frac{D^2}{\lambda} . \quad (9.1)$$

Damit liegt aufgrund der großen Antenne der Übergang zum Fernfeld mit circa 29 mm außerhalb des Aufnahmebereichs des THz-Mikroskops, der auf maximal 15 mm begrenzt ist. So sind nur Messungen im Nahfeld der Antenne möglich. So groß war die Antenne, damit ausreichend Leistung transmittiert wurde.

Für die erste Bildserie, die in der Abbildung 9.14 dargestellt ist, wurde ein Bildabstand von $200 \mu\text{m}$, also etwa der halben Freiraumwellenlänge gewählt. In der Richtung der Bildaufnahme wurde über 11 Pixelwerte gemittelt, wobei für einen Pixelwert 2048 Messwerte der Spannung am Josephson-Kontakt im Arbeitspunktverfahren gemessen wurde. In der Richtung quer zu den Zeilen wurde danach über 7 gemittelte Werte erneut gemittelt. Bei genauer Betrachtung der Bilder ist eine räumliche Entwicklung der Leistungsdichteverteilung erkennbar. Das Zentrum der maximalen Intensität wechselt mehrmals zwischen zwei Positionen hin und her. Mehrere weitere ortsfeste Bereiche mit hoher Intensität sind erkennbar. Im Bereich des Nahfelds sind solche Verteilungen typisch [68]. Wäre es möglich zu der Amplitude noch die Phase zu bestimmen, könnte man mit der zweidimensionalen Fouriertransformation aus der Aperturbelegung die Feldstärkeverteilung der Antenne im Fernfeld zu bestimmen, wie [68] zeigt. Für rechteckförmige Aperturantennen mit konstanter Belegung zeigt [99] die Vorgehensweise. Im Abschnitt 4.3.1 wurde die Feldstärkeverteilung im Fernfeld einer kreisrunden Apertur mit konstanter Belegung diskutiert.

Für die zweite Bildserie, die in den Abbildungen 9.15 und 9.16 dargestellt ist, wurde ein Bildabstand von $800 \mu\text{m}$ gewählt. Auch der Bildausschnitt ist etwas größer als zuvor, wie die Parameter in den Abbildungen zeigen. Die ersten beiden Bilder der Serie haben einen ähnlichen Bildabstand z wie die vorherige Bildserie. Die beiden Serien sind im Abstand von etwa 3 Stunden aufgenommen worden. Aus diesen beiden Bildern ist durch die Ähnlichkeit eine gute zeitliche Stabilität über mehrere Stunden der Leis-

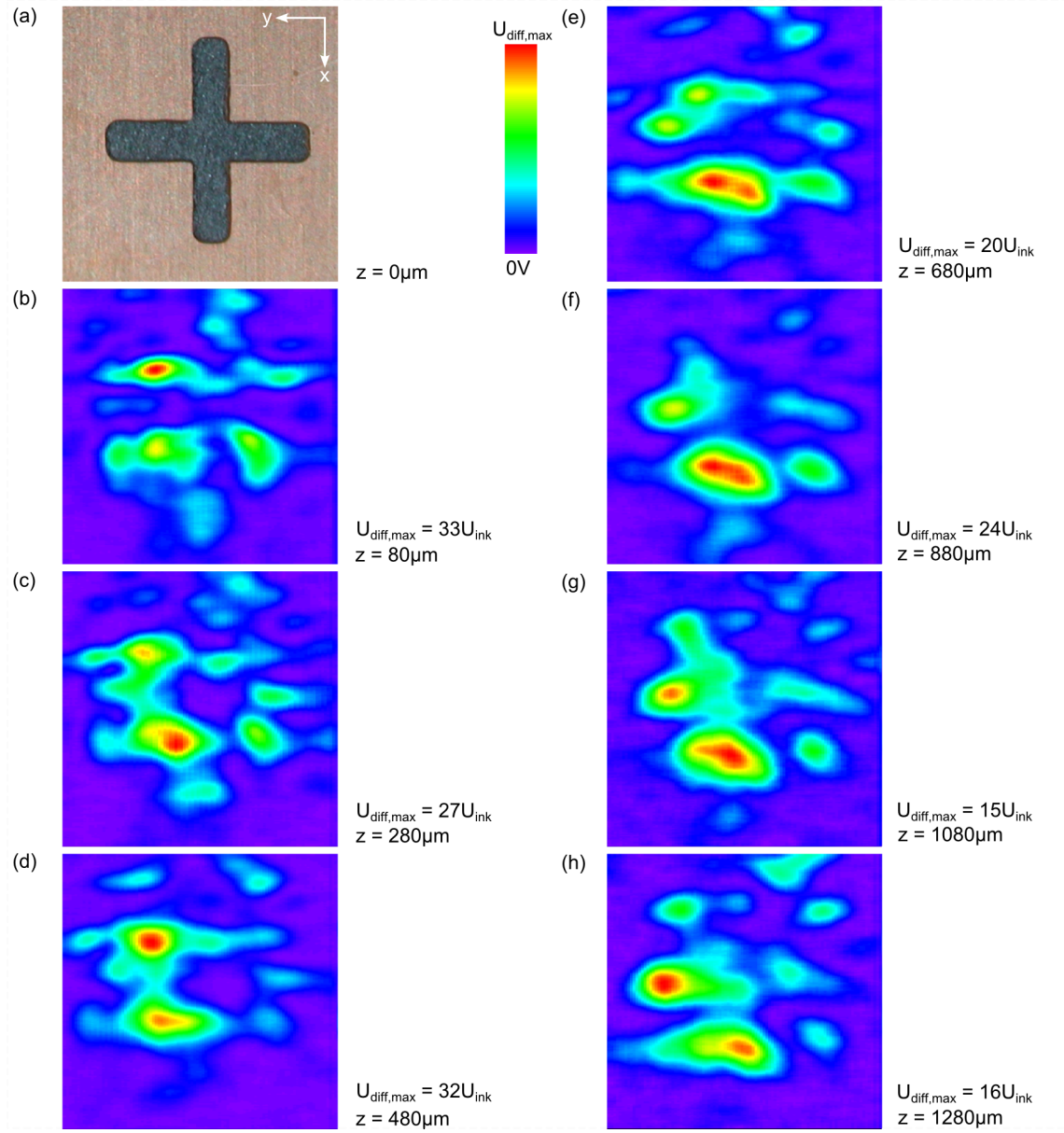


Abbildung 9.14.: Bildserie der Leistungsdichteverteilung im Nahfeld über der Kreuz-Schlitz-Antenne mit Bildabstand von $200\mu\text{m}$. Bildgröße: $x = 3,2\text{ mm}$ mit 345 Pixel, $y = 3,2\text{ mm}$ mit 100 Zeilen; Mittelung: 2048 Messwerte pro Pixel und über $x = 11$ und $y = 7$ Pixel; $v = 0,4\text{ mm/s}$. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 40\text{ K}$, $P_{FIR} \approx 1,2\text{ mW}$, $f_{FIR} = 762\text{ GHz}$, $I_{AP} = 270\mu\text{A}$, $1U_{\text{ink}} = 191,93\text{ nV} \propto 377,4\text{ fW}/\mu\text{m}^2$.

tungsdichteverteilung erkennbar. Mit zunehmenden Abstand zur Oberfläche bildet sich ein einziges Maximum aus. Obwohl die Verteilung in der obersten Bildebene in der Abbildung 9.16 (m) noch im Nahfeld liegt, ist das Profil nahezu gaußförmig und wird im Folgenden ausgewertet. Die Aussteuerung von nur etwa 6 Inkrementen des Umsetzers ist sehr klein, durch eine Mittelung über mehrere Pixelwert wird ein glattes Profil erreicht. Die Mittelung ist auf Grund der hohen Pixeldichte zulässig.

Bestimmung der Intensitätskonstante des Josephson-Cantilevers

Die maximale, gemessene Intensität der Bilder der folgenden Bildserien lässt sich für jedes Bild berechnen. Sie ist nach Abschnitt 8.3 proportional zur Spannung am Eingang des Analog-Digital-Umsetzers. Für jedes Bild ist die maximale Spannungsdifferenz $U_{diff,max}$ (ungemittelt) durch das Arbeitspunktverfahren angegeben. Aus der Messung der Spannungshöhe der Shapiro-Stufe nach Gleichung 8.20 ist bekannt, dass einem Inkrement des Umsetzers eine Spannung von 191,91 nV entspricht.

Aus der Messung des Strahlprofils aus Abschnitt 9.2.4 ist bekannt, dass dieser Spannung eine Intensität von $377,4 \text{ fW}/\mu\text{m}^2$ entspricht. Dort wurde gezeigt, dass die Intensität proportional zu einer Spannung ist. Nach Gleichung 8.16 auf Seite 116 lässt sich damit die Intensitätskonstante des Josephson-Cantilevers $k_{JC} = 0,509 \frac{\text{nV}}{\text{fW}/\mu\text{m}^2}$ für dieses Experiment bestimmen. Dazu wurden dort die Messdaten des Bildes mit dem gaußförmigen Profils ausgewertet.

Bestimmung der abgestrahlten Leistung

Aus den Spannungsmessdaten $U_{ADC,ij}$ der zweiten Bildserie in Abbildung 9.16 (m) und (n) im Abstand von $z = 8900 \mu\text{m}$ lässt sich nach Gleichung 8.17 die abgestrahlte Leistung der Antenne berechnen:

$$P = \frac{dA}{k_{JC}} \cdot \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n U_{ADC,ij} = 2,52 \mu\text{W} . \quad (9.2)$$

Dabei gilt für die Fläche dA die Gleichung 8.14. Die bestimmte Strahlleistung ist ein sehr kleiner Wert. Streng genommen wäre die Anwendung der Gleichung 9.2 nur im Fernfeld zulässig. Unter Berücksichtigung eines unbekannten systematischen Fehlers sei es hier zulässig, um die Vorgehensweise zu demonstrieren.

Besonders wünschenswert ist eine gaußförmige Verteilung bei allen Messungen. Denn für diese lässt sich die Gleichung 4.17 aus der Gauß-Strahloptik anwenden und es gibt eine zweite Methode zur Strahlleistungsbestimmung. Aus der Kenntnis der maximalen Intensität $I_{0,z}$ und dem Strahldurchmesser $w(z)$ der Höhe z lässt sich auch die abgestrahl-

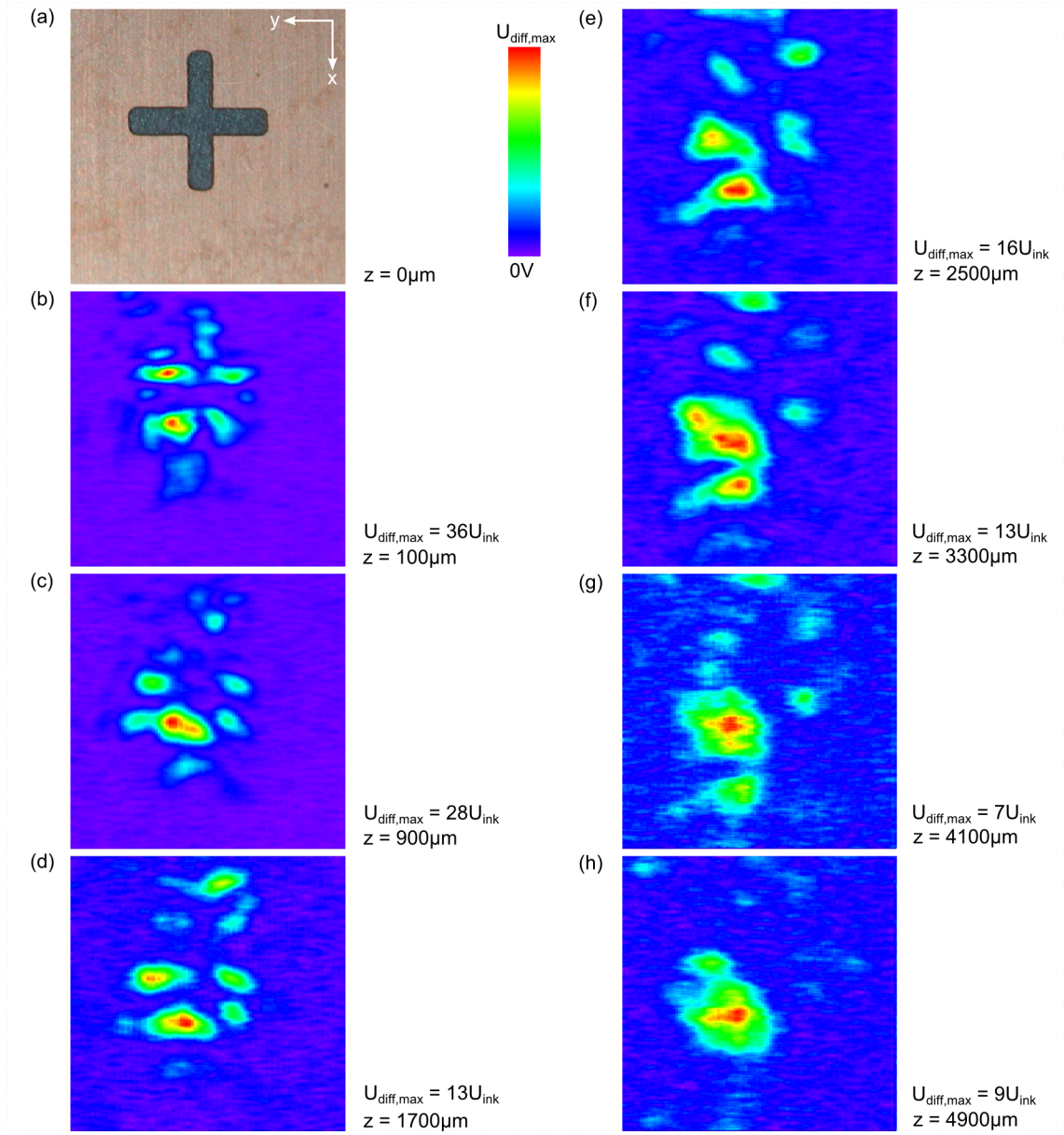


Abbildung 9.15.: (a) Kreuz-Schlitz-Antenne. (b) - (h) Teil 1 der Bildserie der Leistungsdichteverteilung im Nahfeld über der Antenne mit Bildabstand von $800 \mu\text{m}$. Bildgröße: $x = 4,8 \text{ mm}$ mit 508 Pixel, $y = 4,8 \text{ mm}$ mit 100 Zeilen; Mittelung: 2048 Messwerte pro Pixel und über $x = 7$ und $y = 5$ Pixel; $v = 0,4 \text{ mm/s}$. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 40 \text{ K}$, $P_{FIR} \approx 1,2 \text{ mW}$, $f_{FIR} = 762 \text{ GHz}$, $I_{AP} = 270 \mu\text{A}$, $1U_{\text{ink}} = 191,93 \text{ nV} \propto 377,4 \text{ fW}/\mu\text{m}^2$.

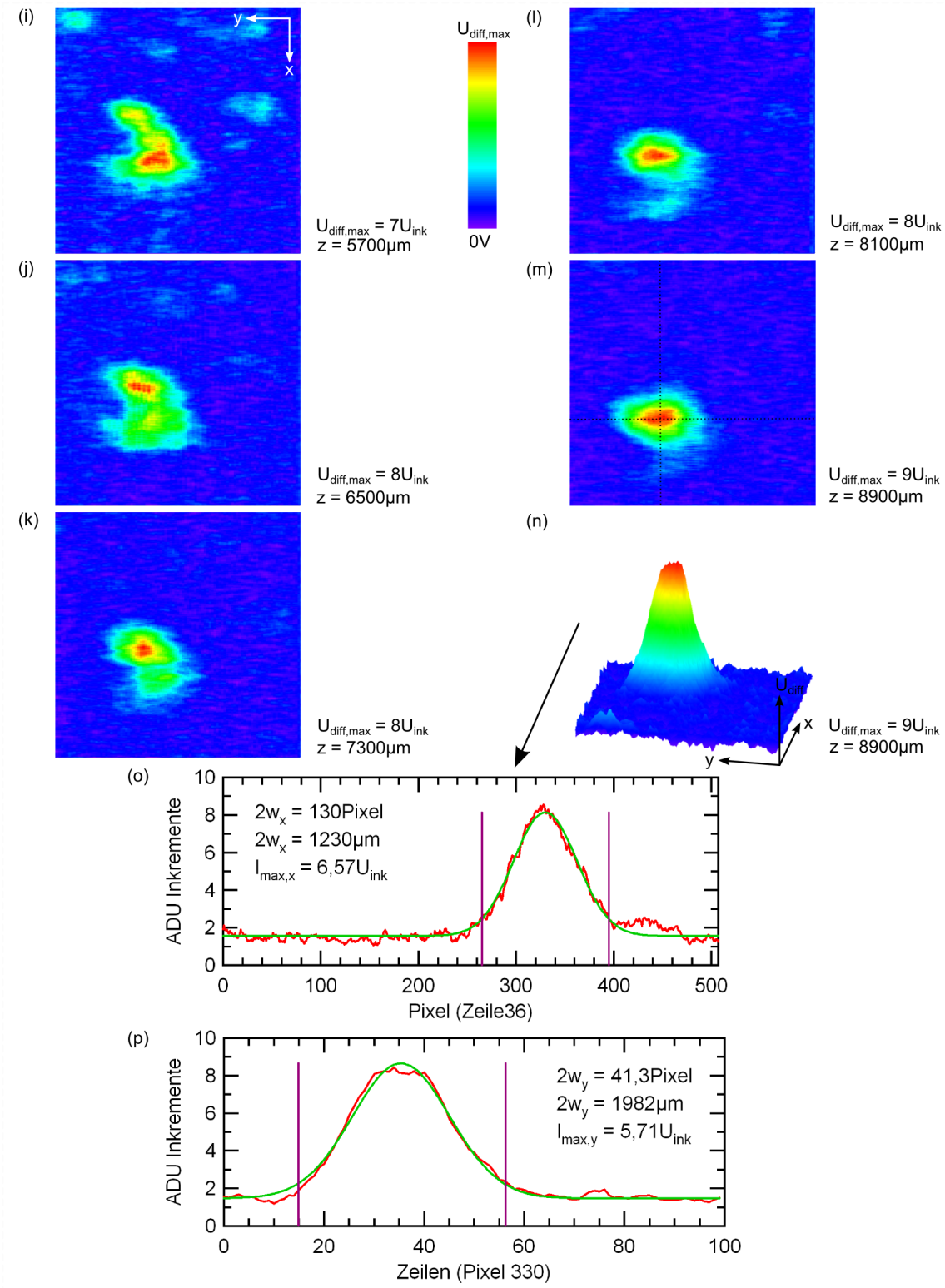


Abbildung 9.16.: (i) - (m) Teil 2 der Bildserie der Leistungsdichteverteilung im Nahfeld über der Antenne mit Bildabstand von $800\mu\text{m}$. Bildgröße: $x = 4,8\text{ mm}$ mit 508 Pixel, $y = 4,8\text{ mm}$ mit 100 Zeilen; Mittelung: 2048 Messwerte pro Pixel und über $x = 7$ und $y = 5$ Pixel; $v = 0,4\text{ mm/s}$. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 40\text{ K}$, $P_{FIR} \approx 1,2\text{ mW}$, $f_{FIR} = 762\text{ GHz}$, $I_{AP} = 270\mu\text{A}$, $1U_{\text{ink}} = 191,93\text{ nV} \propto 377,4\text{ fW}/\mu\text{m}^2$. (n) Profildarstellung. (o) Auswertung der Zeile 36 der Profildarstellung. (p) Auswertung für den Pixelwert 330 der Profildarstellung.

te Leistung bestimmen. In der Abbildung 9.16 (o) und (p) wurde das Bild im Abstand von $z = 8900 \mu\text{m}$ in Zeilen- und Spaltenrichtung ausgewertet und die Strahlparameter bestimmt. Genau wie der anregende Gauß-Strahl ist das Profil leicht asymmetrisch und eine Mittelung der beiden richtungsabhängigen Strahlbreiten w_x und w_y sei zulässig. Durch die Mittelung ergibt sich der Strahlradius w_z :

$$w_z = 0,5 \cdot (w_x + w_y) = 803 \mu\text{m} \quad (9.3)$$

und die Intensität im Maximum im Abstand von $z = 8900 \mu\text{m}$:

$$I_{0,z} = 0,5 \cdot (I_{max,x} + I_{max,y}) = 6,14 \cdot U_{ink} = 2,317 \text{ pW}/\mu\text{m}^2 \quad (9.4)$$

Aus der Gleichung 4.17 auf Seite 50 folgt für die Strahlleistung:

$$P = 0,5 \cdot I_0 \pi w_0^2 = 2,35 \mu\text{W} , \quad (9.5)$$

für die elektrische Feldstärke im Maximum ergibt sich:

$$E_{0,z} = \sqrt{\frac{4P}{\pi c_0 \epsilon_0 w_0^2}} = 41,8 \text{ V/m} . \quad (9.6)$$

Beide Methoden liefern zur Strahlleistungsbestimmung ähnliche Werte.

Bestimmung der Ansprechschwelle

Die Diskussion im Abschnitt 8.7.2 ab Seite 133 ergab eine kleinste detektierbare Spannung von $\Delta U_{min} = 59,0 \text{ nV}$, bei der sich die beiden Histogramme bis auf die Summe der Standardabweichungen der Mittelwerte von 0,3 Inkrementen überlappen würden¹.

In der Messung hier werden bei einer Strahlleistung $P = 2,35 \mu\text{W}$ etwa 6,14 Inkremente angesteuert. Dieser Wert ist etwa 20 Mal größer als die Ansprechschwelle. Die FIR-Strahlung ist parallel zur y-Achse linear polarisiert, aber die Antenne auf dem Josephson-Cantilever ist dagegen um 45° verkippt. In optimaler Ausrichtung kann um den Faktor $\sqrt{2}$ empfindlicher gemessen werden. Daraus gefolgert liegt die kleinste detektierbare Strahlleistung bei $P_{anprech} = 81 \text{ nW}$ für den Strahlradius $w(z) = 803 \mu\text{m}$. Nach der Gleichung 4.17 auf Seite 50 ist die kleinste detektierbare Strahlleistung abhängig von dem Strahlradius. Mit Verringerung des Strahlradius sinkt danach die kleinste detektierbare Strahlleistung.

¹Es wurde hier mit dem gleichen Josephson-Cantilever gemessen.

Aus der Gleichung 9.6 ergibt sich die kleinste elektrische Feldstärke an der Ansprechschwelle $E_{anprech}$:

$$E_{anprech} = \sqrt{\frac{4P_{anprech}}{\pi c_0 \epsilon_0 w_z^2}} = 6,6 \text{ V/m} . \quad (9.7)$$

9.3.2. Messungen an einer Probe zur Auflösungsbestimmung

Eine Transmissionsmessung der 762 GHz-Strahlung an einem Objektträgerdeckglas mit einer Stärke von $100 \mu\text{m}$ hat eine Transmission von etwa 50 % ergeben. Damit sind diese Quarzgläser als Träger für fotolithographisch hergestellte Proben geeignet. Eine so hergestellte Probe zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens des verwendeten Josephson-Cantilevers zeigt die Abbildung 9.17 (a). Auf dem Deckglas der Messung befanden sich 20 ähnliche Proben, die sich nur in ihrer Größe unterschieden. Die auf dem Foto dargestellte Struktur wurde bestrahlt und vermessen, wie die Messdaten in den Bildern zeigen. Durch vorherige Messungen an einem Polarisationsgitter war die Polarisation der einfallenden FIR-Strahlung bekannt.

Die Auswertung der Bildzeile 77 in der Abbildung 9.17 (b) und (c) zeigt zwei starke lokale Maxima im Abstand von $527 \mu\text{m}$. Eine erstaunlich gute Übereinstimmung zu den beiden Maxima wird durch zwei Gauß-Fits (A und B) erreicht. Die Überlagerung beider deckt sich mit den Messdaten. Nach der Definition von Sparrow nach [74] sind die beiden Objekte in der Bildebene auflösbar. Rückt in der Abbildung 9.17 (d) die rechte, normierte Gauß-Funktion nach links, ist nach Sparrow die Auflösungsgrenze dann erreicht, wenn die Überlagerung der beiden Gauß-Funktion nur noch ein einziges Maximum erreicht hat. Nach dieser Betrachtung liegt die Auflösungsgrenze des verwendeten Josephson-Cantilevers bei $192 \mu\text{m}$. Der Einfluss der Störungen durch das Kleinkühlersystem wird im Folgenden Abschnitt diskutiert.

Der Josephson-Cantilever selbst hat mit seinem Substrat eine Rückwirkung auf die Nahfeldmessung. Auch die Antennengröße mit etwa $50 \mu\text{m}$ also etwa einem Zehntel der Objektgröße beeinflusst die Messung. Streng genommen ist in den Bildern der Messungen nicht die Leistungsverteilung der Quellen zu sehen. Vielmehr ist die Quellenverteilung gefaltet mit der Verwaschungsfunktion² der Antenne nach E. Hecht [74]. Zu sehen ist also die gefaltete Leistungsverteilung der Quellen. Ist die Verwaschungsfunktion der Antenne bekannt, so lässt sich die gemessene Verteilung zurückfalten, um die wirkliche Leistungsverteilung zu erhalten.

Eine Entfaltung im Wellenlängenbereich von $10 \mu\text{m}$ mit Antennen in der gleichen Größenordnung wurde von einer anderen Gruppe durchgeführt [105]. Die dort vorgestellte

²Wird häufig auch als Punktantwort oder als Punktspreizfunktion bezeichnet.

Vorgehensweise lässt sich auch für den Josephson-Cantilever anwenden. Vorausgesetzt ist dabei, dass die Leistungsdichte im Nahfeld der Antenne bekannt ist. Für die Probe ist das nicht erfüllt. Eine geeignete Probe wäre zum Beispiel ein Loch in einer CuBe-Folie, die von unten mit einer Phasenfläche beleuchtet wird. Nach Abschnitt 4.3.1 lässt sich die abgestrahlte Verteilung berechnen. Aussagen über die Feldstärkeverteilung im Nahfeld können mit einer Feldsimulation (z.B.: mit HFSS von Ansoft) gefunden werden. Aus dem Vergleich mit den Messdaten lässt sich die Verwaschungsfunktion des Josephson-Cantilevers bestimmen. Solche Untersuchungen sind Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Aus der Bildserie in der Abbildung 9.18 ist zu erkennen, dass die Probe als Antenne wirkt und etwa im Winkel von 45° Strahlung nach links in den Raum abstrahlt. Dazu wurden die Positionen der Maxima in den Abbildungen 9.18 (a) und (e) verglichen. Die Bildstruktur in der untersten Ebene ist anders als zuvor durch eine geänderte Anregung durch neue Justagen des Lasers und des Strahlengangs. Auffallend ist auch die sehr kleine Signalamplitude nur knapp über der Ansprechschwelle.

9.3.3. Einfluss der Störungen durch das Kühlsystem

In der Diplomarbeit von D. Günther [50] wurde gezeigt, dass die Vibrationen, die von dem Kleinkühler erzeugt werden, die räumliche Auflösung bei Messungen der Topografie einschränken. Der Josephson-Cantilever schwingt während der Messung gegenüber einer Probe und so ist der Messort unscharf. Die Auswirkungen auf das räumliche Auflösungsvermögen des THz-Mikroskops wurden untersucht. Durch die Mittelung der Messdaten eines Pixels wird der Schwingungseinfluss verringert.

Es wurde bei dem Experiment mehrfach die gleiche Zeile 75 aufgenommen. Die Messdaten einer Zeile zeigt die Abbildung 9.19 (a). Dazu war das Kleinkühlersystem wie gewöhnlich angeschaltet. Bei der letzten Aufnahme der Zeile 75 wurde zum Zeilenbeginn des Kleinkühlersystem abgeschaltet und in den Messdaten in der Abbildung 9.19 (b) ist dadurch eine Störung zu sehen. Für die Zeilenmesszeit von 16 s sagt die Abbildung 7.14 auf Seite 108 eine Temperaturerhöhung von circa 2 K voraus und eine temperaturbedingte Änderung ist in den Messdaten zu beobachten.

Trotz der Temperaturänderung ist in der Differenz der beiden Zeilensignale in der Abbildung 9.19 (c) kein großer Unterschied zu erkennen. Als Ergebnis wird festgehalten: Die durch das Kleinkühlersystem verursachten Schwingungen stören die FIR-Messung so wenig, dass diese Störungen vernachlässigt werden können. Erreicht wird das durch die Mittelung der Messdaten je Pixel und über mehrere Pixel. Auch die Temperaturerhöhung von circa 2 K hat nur einen geringen Einfluss. Die Störungen verhindern allerdings eine dichte Annäherung an die Oberfläche, wie D. Günther [50] zeigte.

9.3. Untersuchungen von angestrahlten Strukturen bei 762 GHz

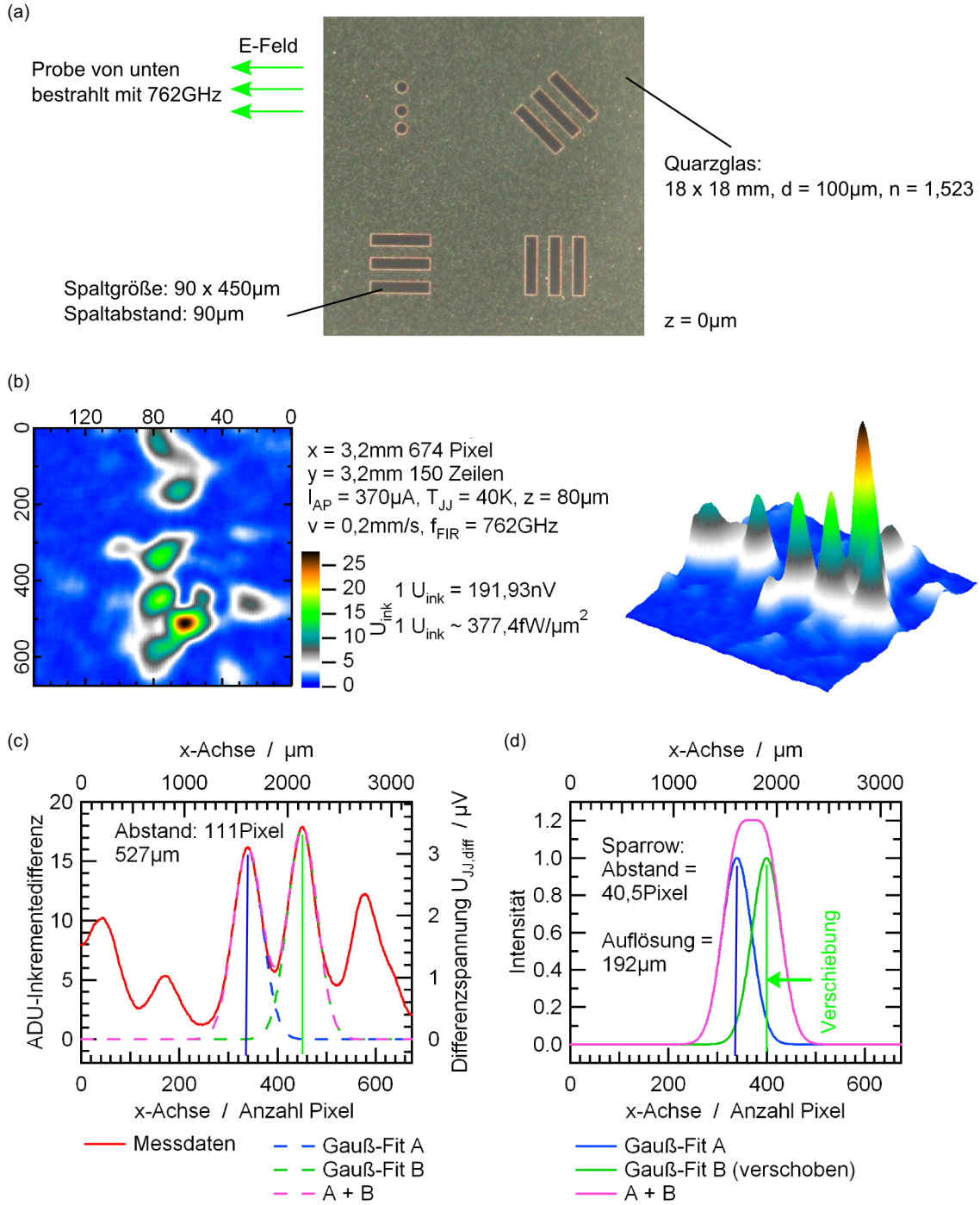


Abbildung 9.17.: (a) Bildausschnitt einer Probe zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens des THz-Mikroskops. Das Quarzglas wurde mit Gold besputtert und fotolithographisch strukturiert. (b) Gemessene Leistungsdichte im Nahfeld über der Probe im Abstand von 80 μm mit Profildarstellung. Mittelung: 2028 Messwerte pro Pixel und über $x = 9$ und $y = 5$ Pixel. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne. (c) Auswertung der Bildzeile 77 und Vergleich mit zwei Gauß-Fits. (d) Verschiebung der Gauß-Fits zur Bestimmung der Auflösung.

9. Messungen und Diskussionen

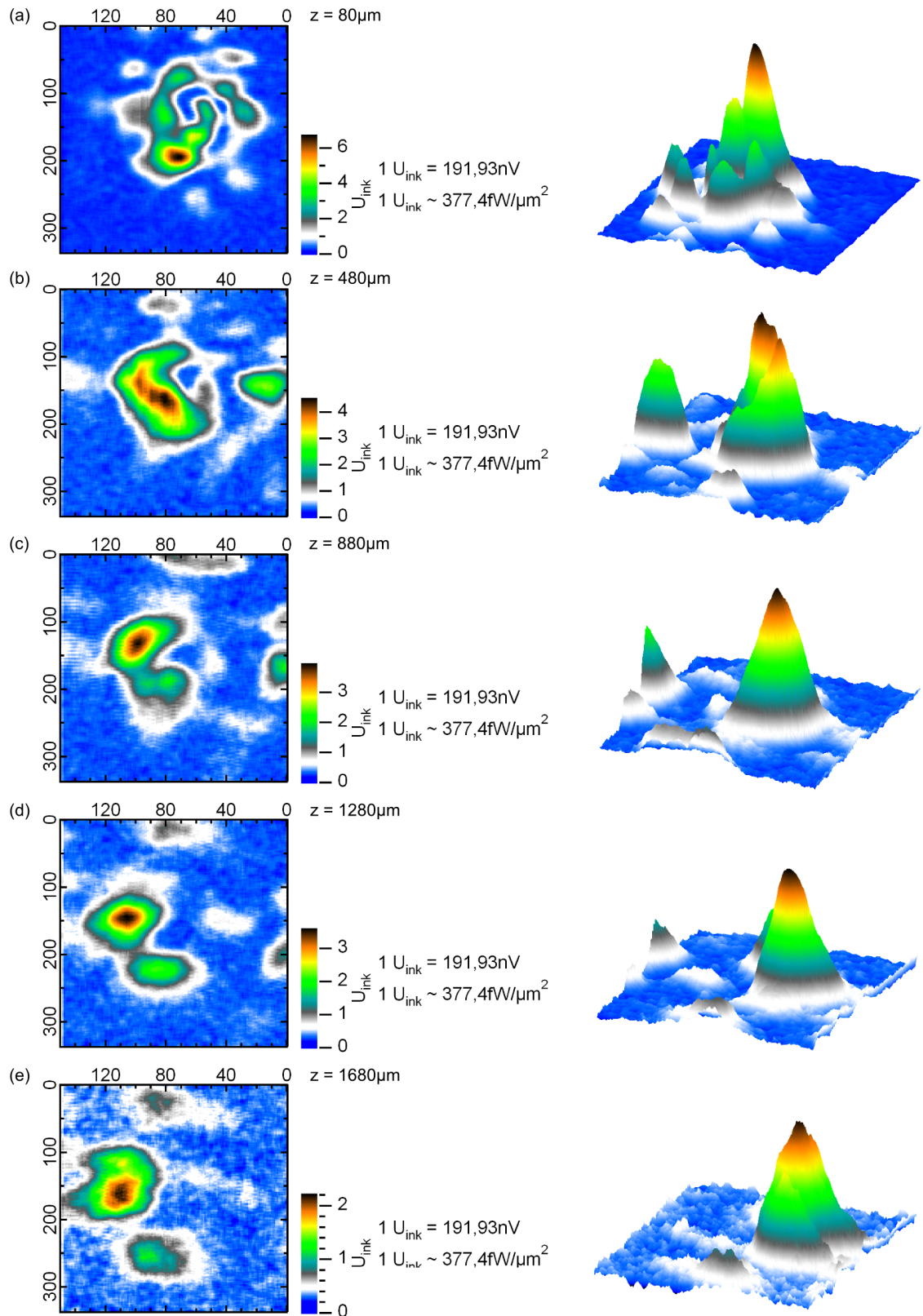


Abbildung 9.18.: Gemessene Leistungsdichte im Nahfeld über der Probe in verschiedenen Abständen und Profildarstellung. Bildgröße: $x = 3,2 \text{ mm}$ mit 345 Pixel, $y = 3,2 \text{ mm}$ mit 150 Zeilen; Mittelung: 2028 Messwerte pro Pixel und über $x = 9$ und $y = 5$ Pixel; $v = 0,4 \text{ mm/s}$. Cantilever T45-4-2010CB-MgO256, Bow-Tie-Antenne, $T_{JJ} = 40 \text{ K}$, $f_{\text{FIR}} = 762 \text{ GHz}$, $I_{\text{AP}} = 370 \mu\text{A}$.

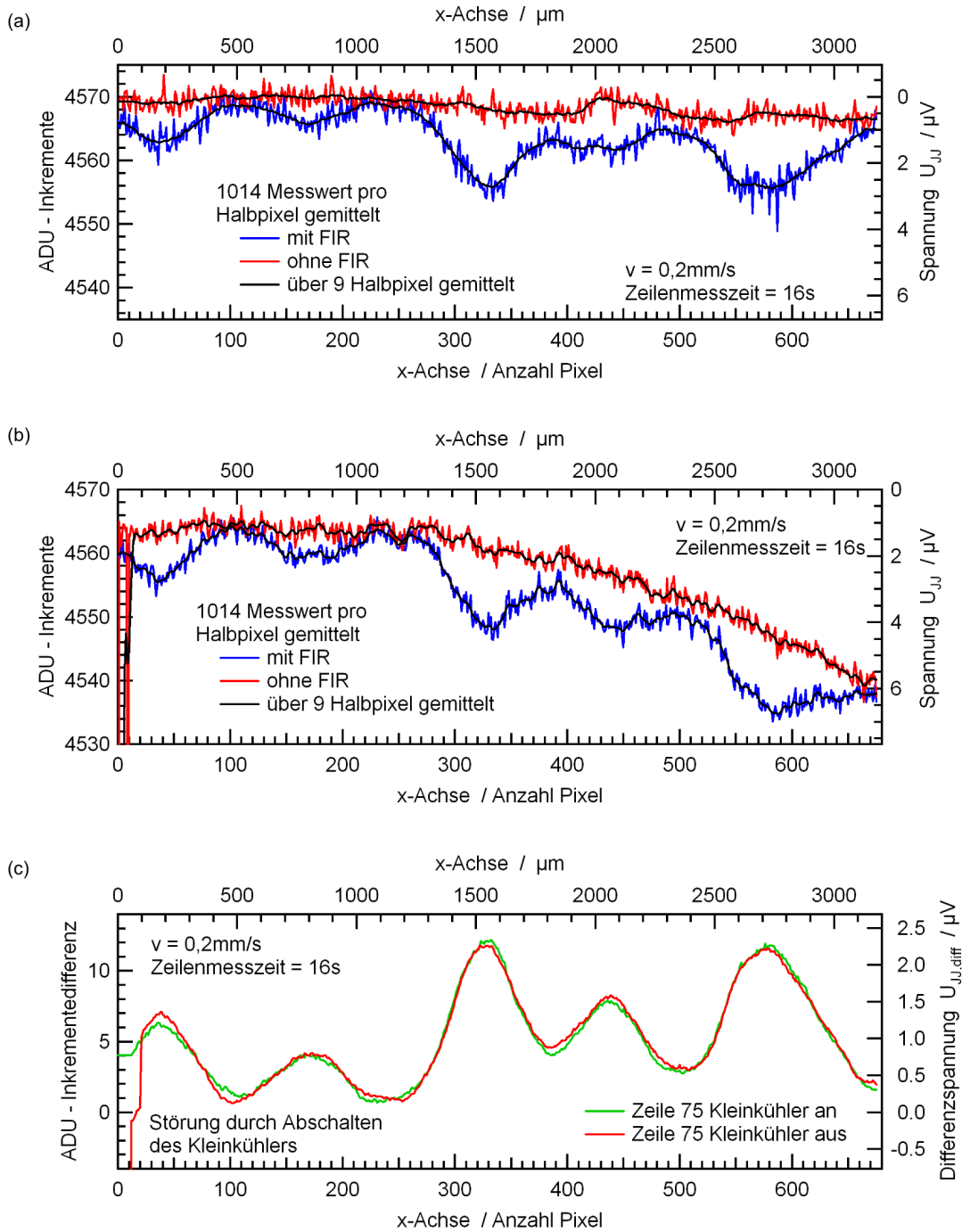


Abbildung 9.19.: Abhängigkeit der räumlichen Auflösung des THz-Mikroskops von den Störungen des Kühlsystems. (a) Zeile 75: Kleinkühler im Betrieb. (b) Zeile 75: Kleinkühler aus. (c) Vergleich der beiden Signale. Die Abweichungen sind sehr klein und es ist damit gezeigt, dass der Kleinkühler die FIR-Messung nicht stört, da die Störungen vernachlässigt werden können.

9.4. Messung einer Doppelmode bei 1,2 THz und 1,8 THz

Wie schon im Kapitel 2.4.1 erläutert wurde, ist es möglich, den FIR-Laser so einzustellen, dass der Laser gleichzeitig auf zwei Lasermode lasert. Die so entstehenden zwei Frequenzen wurden im THz-Mikroskop untersucht.

Durch die Aufnahme eines Resonatordurchlaufdiagramms über eine Zeit von etwa 23 min wurden zwei FIR-Frequenzen mit 1186 GHz und 1829 GHz bestimmt. Die Messung in Abbildung 9.20 (a) zeigt eine Drift über die Messzeit durch die zeitliche Veränderung mehrerer Laserparameter. In dieser Messung gibt es vier Zeitpunkte, an denen die Moden übereinander liegen. Die Messung ist sehr gut reproduzierbar, so lässt sich zwischen diesen bekannten Zeitpunkten gezielt mit dem Motorantrieb — wie im Kapitel 2.4.1 beschrieben — hin- und herfahren. Zu dem Zeitpunkt $t = 60$ s bei dem sich zwei Moden überlagern, wie Abbildung 9.20 (b) zeigt, wurde der Motor gestoppt und die Stelle untersucht. Von den vier Zeitpunkten im Resonatordurchlaufdiagramm liegen an dieser Stelle die beiden Emissionsmaxima mit $t = 1,766$ s am weitesten auseinander. Bei dem Motorvorschub von $4,1\bar{6} \mu\text{m/s}$ mit $n = 1$ entspricht das einem Spiegelabstand von $7,358 \mu\text{m}$. Durch eine langsame, dreieckförmige Modulationsspannung am FIR-Piezoaktor wurde der Spiegelweg im FIR-Resonator moduliert und die Stelle weiter untersucht.

Zunächst wurde auf der Strahlachse etwa 100 mm hinter dem FIR-Auskoppelfenster die Laserleistung mit einem pyroelektrischen Detektor aufgenommen und mit einem Lock-In-Verstärker ausgewertet. Zum Vergleich wurde das Chopper- und das Detektorsignal aufgenommen und mit einem Programm phasenempfindlich gleichgerichtet. Beide Kurven decken sich nahezu in der Abbildung 9.20 (c). Dort ist zu sehen, dass das Signal bei 1829 GHz am stärksten ist und dass sich die Kurve der Leistung der beiden Moden in einem Bereich überlappt.

Im THz-Mikroskop wurde die FIR-Leistung mit dem quasioptischen Koppler aus Kapitel 5.3 gemessen und in Abbildung 9.20 (d) dargestellt. Durch die feine Justage des Goldspiegels im quasioptischen Strahlengang lässt sich das Leistungsverhältnis der beiden Moden verändern. Der begrenzte Durchmesser der Einkoppellinse beugt die Strahlung. Generell kann gesagt werden, dass die Frequenz mit der größeren Wellenlänge beugungsbedingt stärker gedämpft wird.

Mit dem Josephson-Cantilever wurde mit dem Arbeitspunktverfahren die FIR-Leistung hinter der zweiten Linse im Messraum nachgewiesen. Die im Choppertakt modulierte Spannung an dem Josephson-Kontakt U_{JJ} wurde verstärkt und mit einem zweiten Lock-In-Verstärker ausgewertet und in Abbildung 9.20 (d) dargestellt. Nur bei 1186 GHz und nicht bei 1829 GHz ist eine Veränderung der Kennlinie und eine daraus entstehende

Modulationsspannung zu beobachten, trotz etwa dreifacher Leistung bei 1829 GHz. Auch bei Betrachtung der Kennlinie trat nur eine Shapiro-Stufe bei 1186 GHz auf.

Ursachen für fehlende Shapiro-Stufe bei 1829 GHz

Aus der Messung mit dem quasioptischen Koppler ist sichergestellt, dass die zweite Linse nahe ihres Apex von der Strahlung getroffen wird. Grundsätzlich ist die Strahlausbreitung für die beiden Frequenzen unterschiedlich und durch frequenzabhängige Aberration kann es dazu kommen, dass die beiden Strahltaillen nicht aufeinander zu liegen kommen.

Unter der dreieckförmigen Piezoaktormodulation wurde der Messraum nach einem FIR-Signal bei 1829 GHz erfolglos abgesucht. An keiner Position im Messraum war ein 1829 GHz-Signal zu beobachten. Auch andere Positionen des Resonatordurchlaufdiagramms wurden untersucht. So auch eine Stelle, bei der nur 1829 GHz im FIR-Resonator anschwang — ohne Erfolg. Die Kunststofflinse ist transparent für beide Frequenzen, wie andere Experimente zeigten. Auch der Josephson-Kontakt kann Frequenzen bis mindestens 2,4 THz verarbeiten, denn in andern Experimenten mit der dem gleichen Josephson-Cantilever wurde eine kleine zweite Shapiro-Stufe beobachtet.

Simulationen von Josephson-Cantileverstrukturen mit logarithmisch-periodischer Antenne ergaben, dass der Richtfaktor stark frequenzabhängig ist. So kann es sein, dass die Antenne gerade für den Bereich um 1829 GHz mit der vorhandenen Polarisierung sehr schlecht empfängt. Eine breitbandige Untersuchung des Josephson-Cantilevers mit der logarithmisch-periodischen Antenne kann darüber Aufschluss geben. Eine solche Quelle stand für die Messungen nicht zur Verfügung.

9.5. FIR-Strahlung und Magnetfeld bei 1,2 THz

Bei dieser Messung wurde der Einfluss von FIR-Strahlung mit einer Frequenz von 1186 GHz und Magnetfeld auf die Kennlinie eines Josephson-Kontakts mit einer logarithmisch-periodischen Antenne untersucht. Dabei wurde nur das Magnetfeld verändert und die THz-Strahlung war konstant.

Der Messaufbau aus dem vorherigen Abschnitt wurde um eine Spule erweitert. Diese Spule mit 800 Windungen Kupferbacklackdraht ($\varnothing 250\mu\text{m}$) und 5 mm Wicklungshöhe hat ein zentrales Loch mit $\varnothing 12\text{ mm}$. Sie ist so eingebaut, dass die Strahltaille etwa an der Oberkante der Wicklung in der Abbildung 9.21 coaxial zum liegen kommt. Dort befindet sich der Josephson-Cantilever, der bei der Messung um etwa 30° zur Horizontalen verkippt war. Dadurch erniedrigt sich der Betrag der magnetischen Flussdichte auf etwa $\cos(30^\circ) \approx 87\%$ gegenüber dem horizontalen Fall.

Es wurde das Volumen nahe der Taille nach einem Ort mit maximalem Strahlungssi-

9. Messungen und Diskussionen

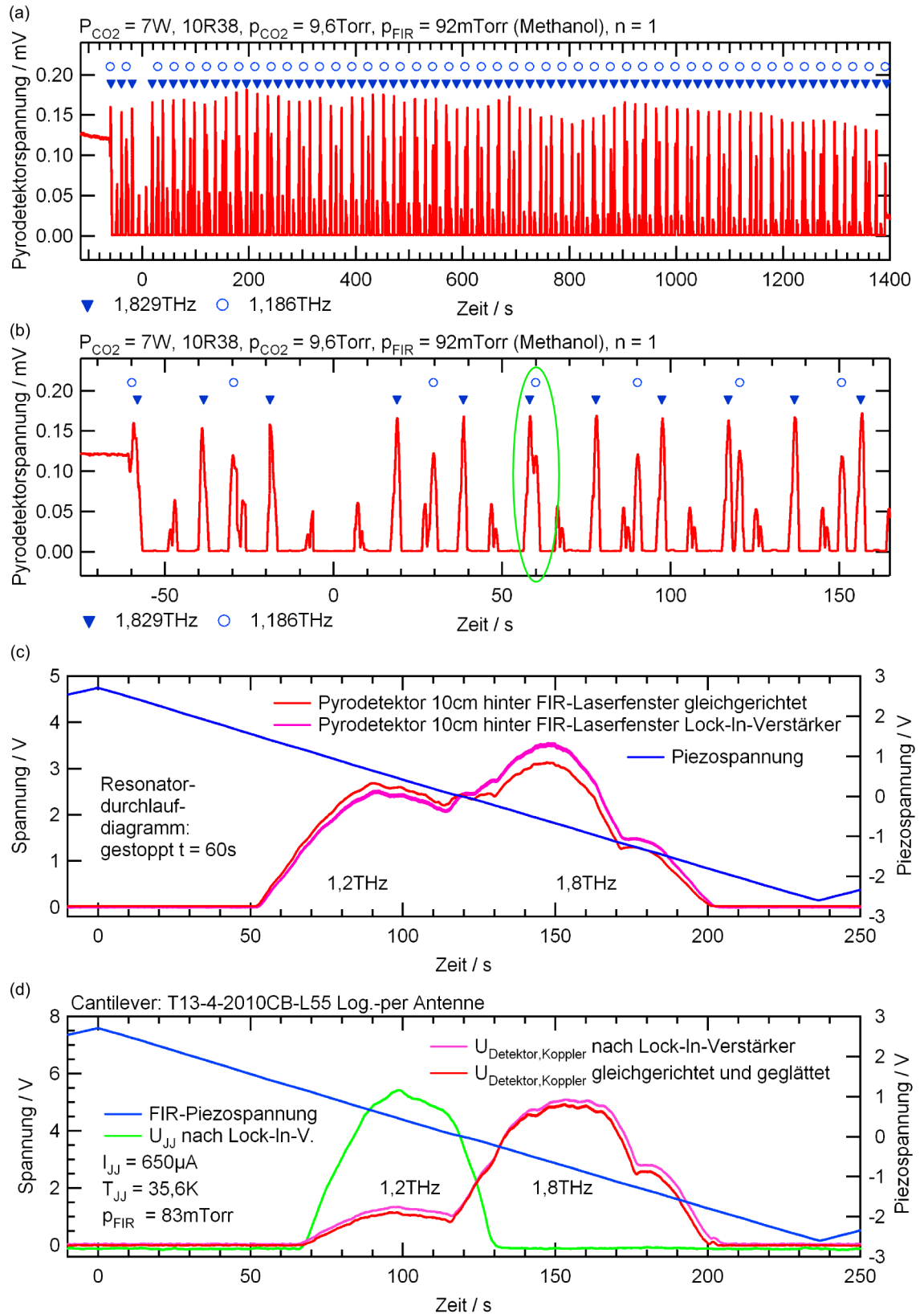


Abbildung 9.20.: (a) Resonatordurchlaufdiagramm mit (b) Ausschnitt, (c) untersuchte Stelle am FIR-Laserfenster und (d) untersuchte Stelle im THz-Mikroskop.

gnal abgesucht und dieser Ort wurde für die Messung mit variablem Magnetfeld konstant gehalten. So wird angenommen, dass auch die Strahlung in der Messzeit konstant war. An der Oberkante der Wicklung der Spule wurde bei einem Spulenstrom von 196 mA eine magnetische Flussdichte von 7,40 mT gemessen³. Für die Messung wurde ein dreieckförmiges Stromsignal mit einer Frequenz von 2 mHz und einer Amplitude von 135 mA von einem Funktionsgenerator bereitgestellt. Unter Veränderung des Magnetfeldes wurde im Choppertakt von 42,3 Hz pro Periode je eine Kennlinie mit Strahlung und Magnetfeld und je eine Kennlinie ohne Strahlung aufgenommen.

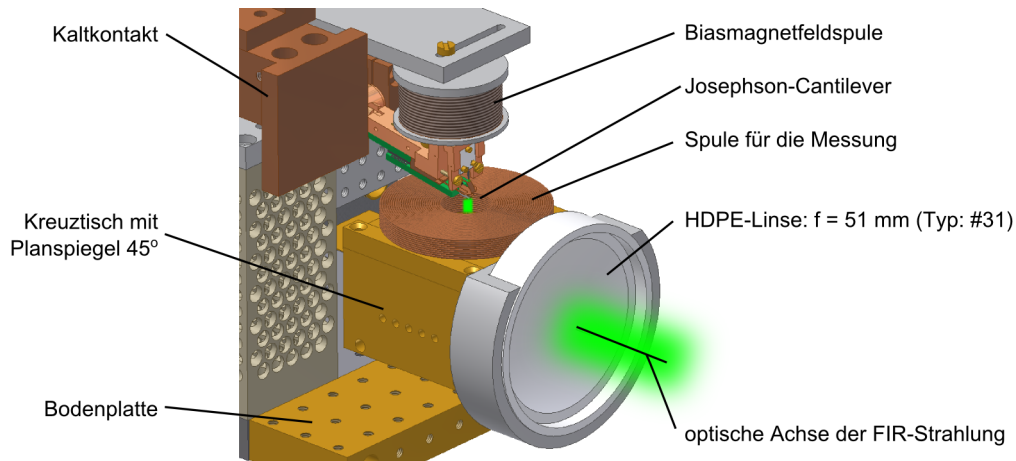


Abbildung 9.21.: Aufbau des Experiments der Messung im 3D-Modell.

Die Auswertung des kritischen Stroms ohne Strahlung in Abbildung 9.22 zeigt einen Verlauf, der dem Fraunhofer-Muster ähnelt [87]. Die Abweichungen vom Fraunhofer-Muster wurden in B. Meyer [97] und A. Barone [98] diskutiert, spielen hier aber keine Rolle. Es wurden 8000 Kennlinien abgenommen, bei denen die magnetische Flussdichte von keinem Feld an mit jeder neuen Kennlinie um 406,770 nT erhöht wurde. Durch die Auswertung des kritischen Stroms aller unbestrahlten Kennlinien ergab sich das Fraunhofer-Muster in Abbildung 9.22 (a).

In den Kennlinien ist viel mehr Information enthalten. Zur Visualisierung, wie sich die Kennlinie mit zunehmender magnetischer Flussdichte verändert, wurden aus dem Bereich 1 bis zum ersten lokalen Minimum je 9 Kennlinien mit und ohne FIR-Strahlung ausgewählt und in den Abbildungen 9.22 (b) und (c) als Schar dargestellt. Mit FIR-Strahlung ist der kritische Strom etwas kleiner, es tritt eine breite 1. Shapiro-Stufe und zusätzlich eine subharmonische Stufe [81] auf. Mit zunehmender magnetischer Flussdichte werden die Stufen kleiner. Alle Kennlinien wurden bis 2,5 mA aufgenommen, aber nur ein kleiner Teil der Kennlinien ist in den Abbildungen dargestellt.

³Messgerät: Gauss / Teslameter Model 5080. F. W. BELL

Nach dem lokalen Minimum im Fraunhofer-Muster wird die 1. Shapiro-Stufe mit zunehmender magnetischer Flussdichte breiter. Im Bereich 2 sind wieder 9 Kennlinien ausgewählt, wie Abbildung 9.23 (a) zeigt. Die Veränderung der Kennlinien ist ähnlich wie im Bereich 1, jedoch sind der kritische Strom und die 1. Shapiro-Stufe kleiner, wie Abbildung 9.23 (b) und (c) zeigen.

Von den Kennlinien in den beiden Bereichen wurden die differentiellen Widerstände berechnet, wie die Abbildung 9.24 und 9.25 zeigen. Im Bereich 1 ist auch das Auftreten der 2. Shapiro-Stufe bei einem Strom von $718 \mu\text{A}$ zu beobachten.

Von den Scharen der differentiellen Widerstände mit und ohne Strahlung wurde die Differenz berechnet und in den Abbildungen 9.24 (c) und 9.25 (c) dargestellt. So wird bei der Messung der magnetische Einfluss auf die Kennlinie abgezogen. Übrig bleibt der Einfluss der FIR-Strahlung auf die Kennlinie.

Die Breite der 1. Shapiro-Stufe und des kritischen Stroms zeigen eine Veränderung, die dem Fraunhofer-Muster folgt [100], [101]. Zur Bestimmung der Stufenbreite wurde die Position der Wendepunkte der differentiellen Widerstände berechnet und in der Abbildung 9.26 dargestellt. Die 1. Shapiro-Stufe hat zwei Wendepunkte, die mit kleiner werdender Stufe näher zusammen rücken. Als Ergebnis der Untersuchungen wird festgehalten: Die Stromdifferenz der Wendepunkte und damit die Stufenbreite folgt, wie auch der Strom, bei dem der differentielle Widerstand das Maximum hat, dem Fraunhofer-Muster. Im Bereich des zweiten lokalen Minimums ist die Änderung des differentiellen Widerstands sehr klein. Der Algorithmus zur Bestimmung der Wendepunkte findet dort keine korrekten Werte, wie die Abbildung 9.26 im Bereich um $2,5 \text{ mT}$ zeigt. Auch ein dynamisches Suchfenster in der Umgebung des vorherigen bestimmten Wendepunktes, welches die Suchgrenzen des jeweils neuen Wertes anpasst, lieferte ähnliche Werte in dem gestörten Bereichen.

9.6. Zeitliche Veränderung der Parameter der Josephson-Kontakte der Josephson-Cantilever

Zur Optimierung des Signal-Rausch-Abstands des Messsystem wurden die Verstärker des Strom- und des Spannungsmesskanals im Analogteil der Messelektronik vor einer Messung auf etwa 95 % des Messbereichs der Analog-Digital-Umsetzer eingestellt. Wurde an einem zweiten Messtag, nach einer erneuten Abkühlung und unter gleichen Bedingungen gemessen, kam es zu einer Übersteuerung des Umsetzers. Die Ursache ist, die Änderung der Parameter der Josephson-Kontakte der Josephson-Cantilever. Mit der Zeit verringert sich der kritische Strom I_c unter gleichzeitiger Erhöhung des normalleitenden Widerstands R_n . Dieser Effekt wurde bei den Messungen lange nicht erkannt, da die

9.6. Zeitliche Veränderung der Parameter der Josephson-Kontakte der Josephson-Cantilever

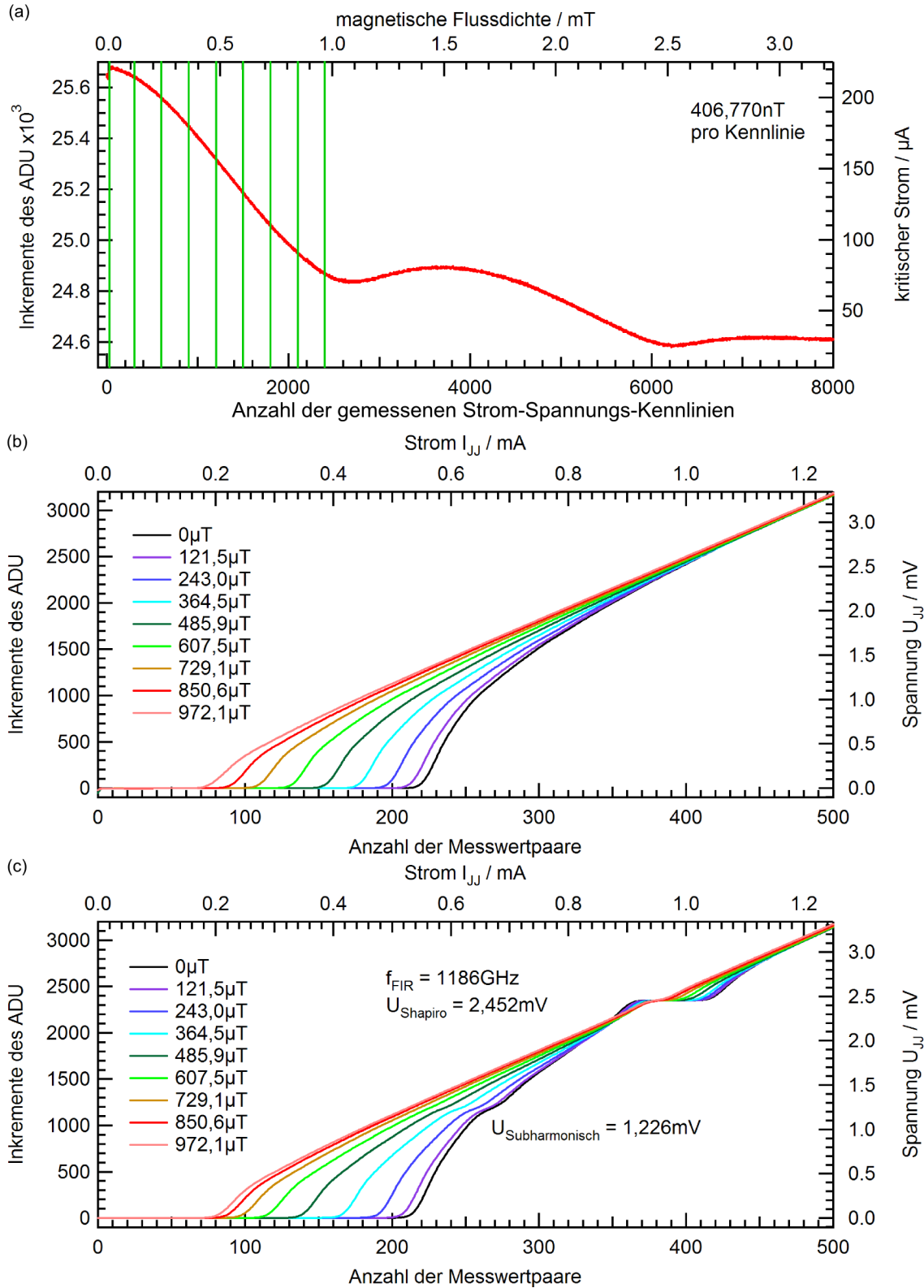


Abbildung 9.22.: Bereich 1: (a) Fraunhofer-Muster durch Variation des Magnetfeldes, (b) Kennlinienschar ohne Strahlung und mit Magnetfeld und (c) Kennlinienschar mit Strahlung und mit Magnetfeld. $T_{JJ} = 35,6 \text{ K}$.

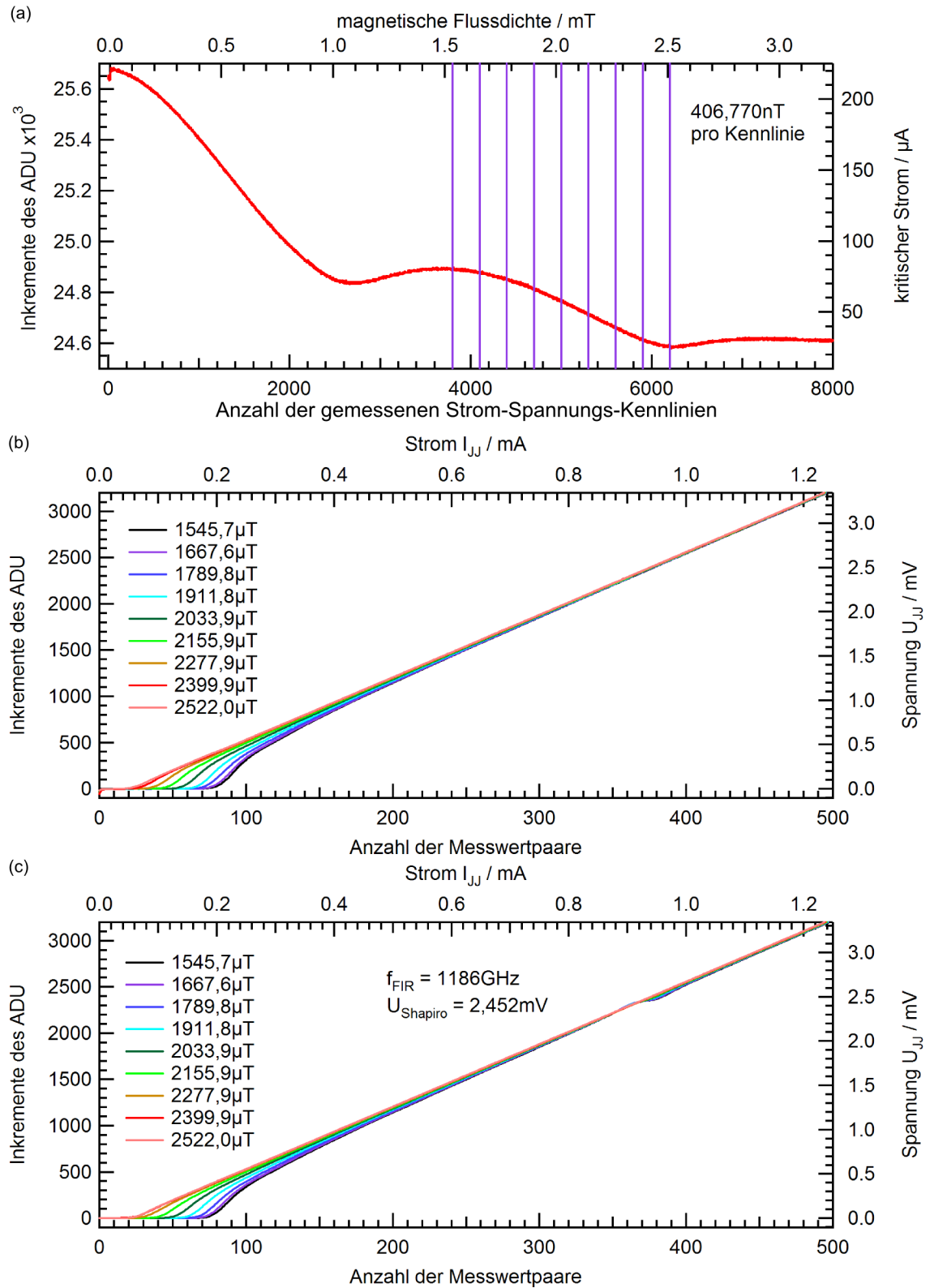


Abbildung 9.23.: Bereich 2: (a) Fraunhofer-Muster durch Variation des Magnetfeldes, (b) Kennlinienschar ohne Strahlung und mit Magnetfeld und (c) Kennlinienschar mit Strahlung und mit Magnetfeld. $T_{JJ} = 35,6\text{ K}$.

9.6. Zeitliche Veränderung der Parameter der Josephson-Kontakte der Josephson-Cantilever

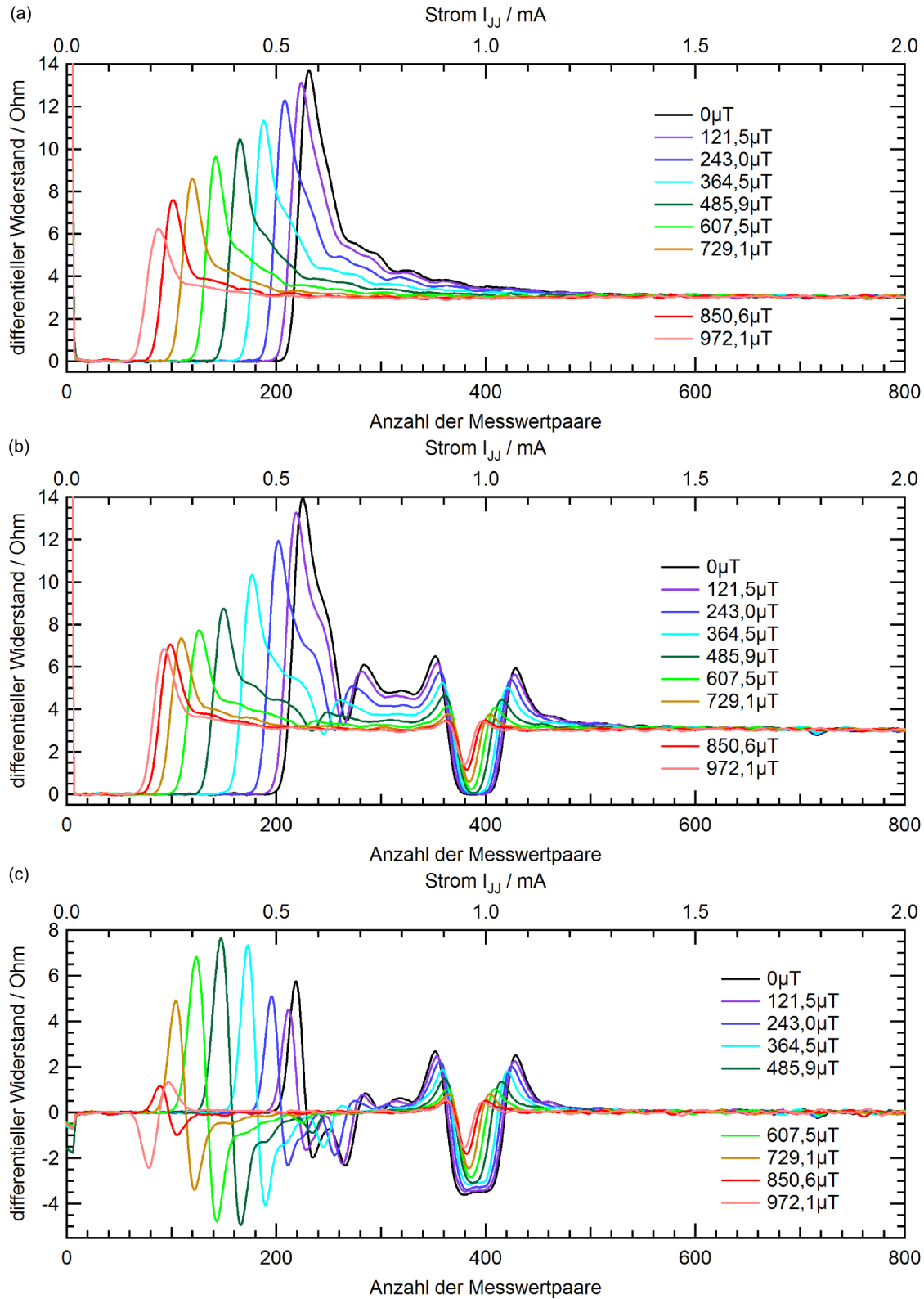


Abbildung 9.24.: Bereich 1: (a) Schar des differentiellen Widerstands ohne Strahlung und mit Magnetfeld, (b) Schar des differentiellen Widerstandes mit Strahlung und mit Magnetfeld und (c) Differenz der beiden Scharen. $T_{JJ} = 35,6$ K.

9. Messungen und Diskussionen

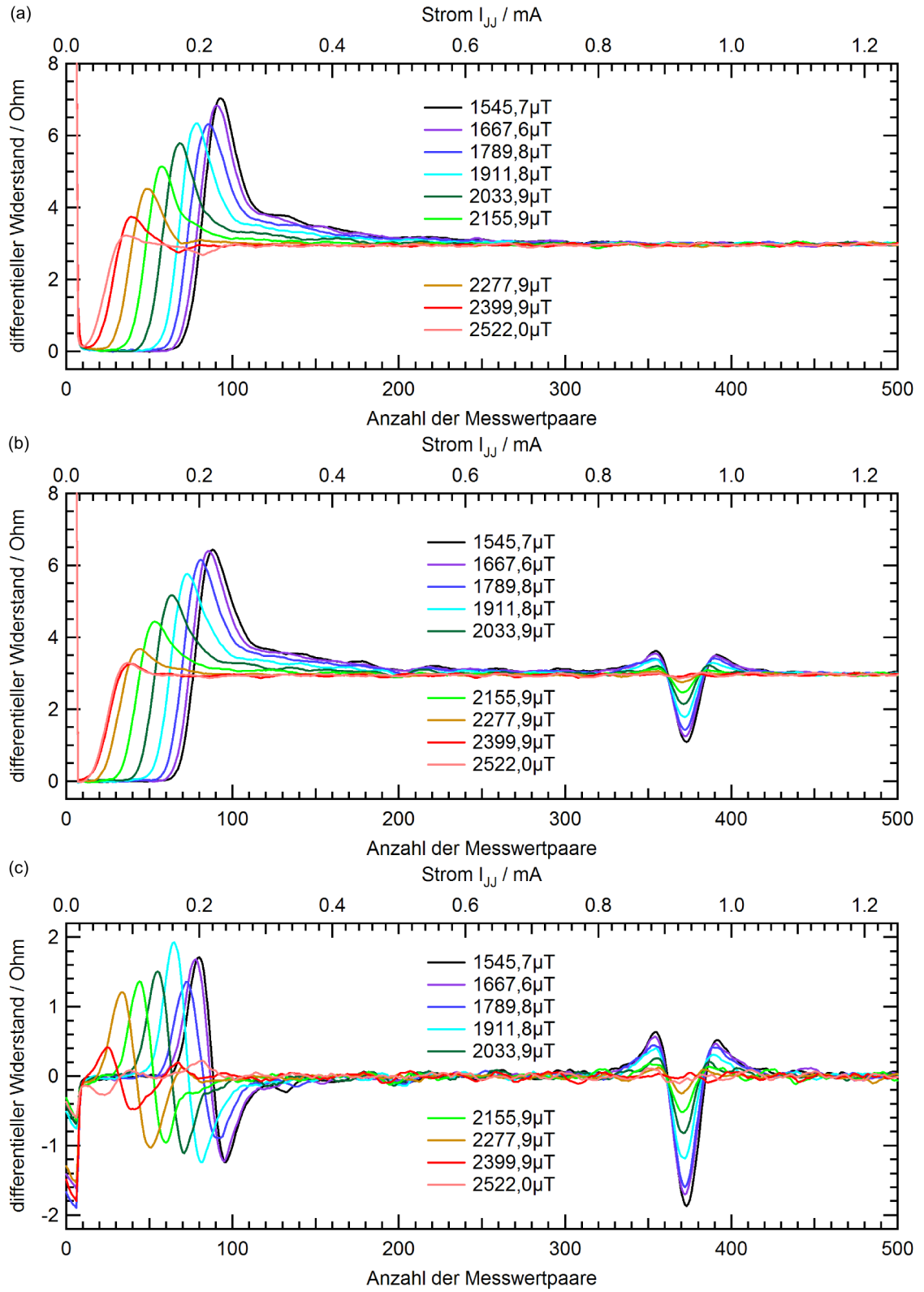


Abbildung 9.25.: Bereich 2: (a) Schar des differentiellen Widerstands ohne Strahlung und mit Magnetfeld, (b) Schar des differentiellen Widerstands mit Strahlung und mit Magnetfeld und (c) Differenz der beiden Scharen. $T_{JJ} = 35,6$ K.

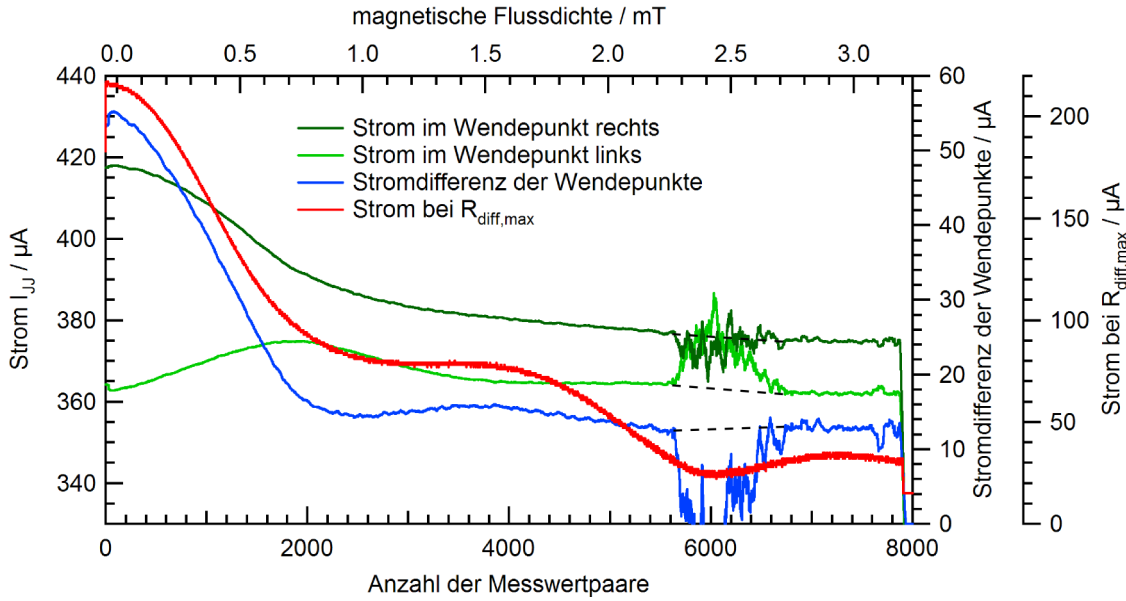


Abbildung 9.26.: Verlauf der Ströme der beiden Wendepunkte der ersten Shapiro-Stufe und Verlauf des Stroms bei maximalen differentiellen Widerstand. Im Bereich um 2,5 mT liefert die Auswertung aufgrund der sehr kleinen Shapiro-Stufe keine korrekten Werte, so dass der geschätzte Wert gestrichelt eingezeichnet wurde. $T_{JJ} = 35,6$ K.

Experimente verschiedene Bedingungen erforderten und die Verstärker jedes Mal neu eingestellt wurden. In den Vorgängerarbeiten [8] und [9] wurde ein solcher Effekt nicht beobachtet. Das kann aber auch an Unterschieden in den dort verwendeten Josephson-Cantilevern durch unterschiedliche Schichtqualitäten liegen.

Aus den Messdaten und den Messprotokollen der Experimente, die an vier Messtagen mit dem Josephson-Cantilever T15-4-2010CB-L53 durchgeführt wurden, wurde die Tabelle 9.2 erstellt, die Veränderung zeigt. Möglich wurde diese — im Gegensatz zu den vorherigen Messungen — durch die gleich bleibenden Messparameter der Experimente. Im Laufe der Messungen hat der kritische Strom sich nahezu halbiert und der normalleitende Widerstand nahezu verdoppelt, so dass das $I_c R_n$ -Produkt etwa konstant geblieben ist. Am letzten Messtag war der Josephson-Kontakt, mit dem gemessen wurde defekt. Eine Untersuchung mit einem Mikroskop bei diesem Josephson-Cantilever zeigte, dass die Bonddrähte nicht abgerissen waren. Der Josephson-Kontakt mit dem gemessen wurde, war hochohmig geworden.

Bei den Messungen konnte eine zeitliche Veränderung der Verstärkungen im Analogteil als Ursache der Beobachtung nicht ausgeschlossen werden. Deshalb wurden bei weiteren Messungen mit dem Josephson-Cantilever T13-4-2010CB-L55, jeweils zu Beginn und jeweils zu Ende eines Messtages zu der Kennlinie des Josephson-Kontakts auch eine Kennlinie mit einem konstanten Referenzwiderstand von $1,33 \Omega$ aufgenommen. Die Kennlinien der Referenzwiderstände in Abbildung 9.27 decken sich, so dass eine zeitliche

9. Messungen und Diskussionen

Tabelle 9.2.: Alterung des Josephson-Cantilever T15-4-2010CB-L53 (1000 μm). Josephson-Kontakt mit einer logarithmisch-periodischen Antenne.

Tag	$I_{\text{mess,max}}$ Kanal	I_c	R_n	$I_c \cdot R_n$	f_c	Temperatur U_{Diode}
1	3000 mA V1	1155 μA	0,72 Ω	0,925 mV	447 GHz	37,29 K 1,0934 V
7	3000 mA V1	753 μA	0,73 Ω	0,700 mV	339 GHz	38,31 K 1,0917 V
14	3000 mA V1	—	1,08 Ω	—	—	39,9 K —
21	3000 mA V1	552 μA	1,37 Ω	0,756 mV	366 GHz	38 K —

Invarianz der Verstärkungen gezeigt wurde. Zusätzlich sind einige Kennlinien dargestellt, die die Parameterveränderung zeigen. Die Intensität der Strahlung bei der beiden Kennlinien mit Shapiro-Stufe gemessen wurden, ist nicht bekannt. Aber die Stufenhöhe lies eine Kontrolle der Verstärkung zu. Zwei unterschiedliche Verstärkerkanäle (V2 und V3) der Messelektronik wurden für die Messung genutzt.

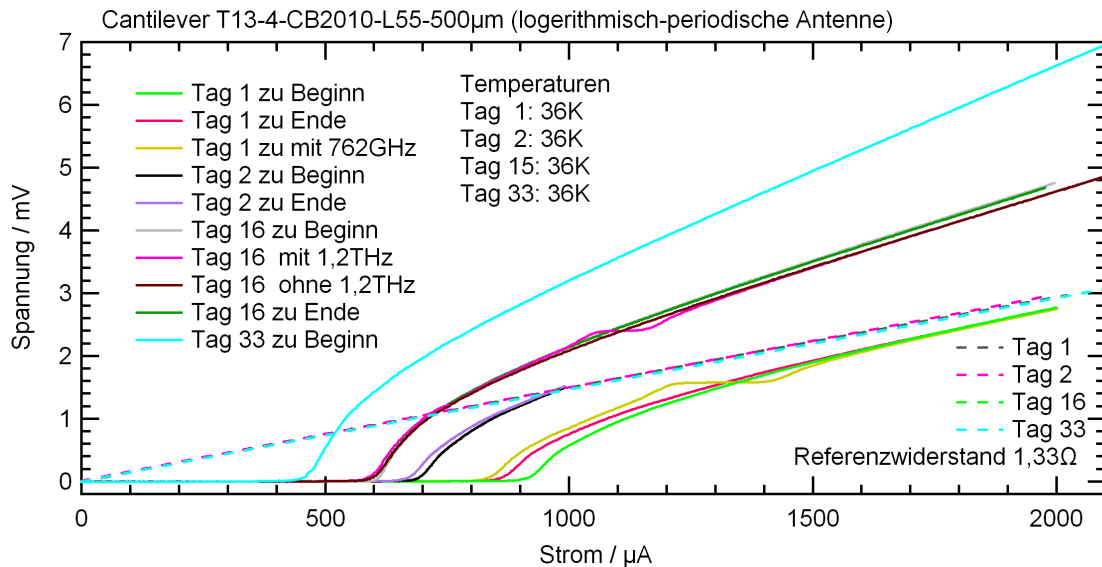


Abbildung 9.27.: Veränderung der Strom-Spannungs-Kennlinie an vier Messtagen.

Die Abbildung zeigt eine Erniedrigung des kritischen Stroms zwischen den einzelnen Messtagen. Aber auch zwischen dem Beginn und dem Ende der Messungen an einem Messtag, hat sich der kritische Strom verringert. Nach der Datenauswertung und der Darstellung der Ergebnisse in der Tabelle 9.3 zeigt sich eine kontinuierliche Zunahme des normalleitenden Widerstands. Dabei blieb das $I_c R_n$ -Produkt wie zuvor nahezu konstant.

Eine Ursache für die Veränderung der Parameter könnte auch eine unzulässige kurze

9.6. Zeitliche Veränderung der Parameter der Josephson-Kontakte der Josephson-Cantilever

Tabelle 9.3.: Alterung des Josephson-Cantilever T13-4-2010CB-L55 (500 μm). Josephson-Kontakt mit einer logarithmisch-periodischen Antenne.

Tag	$I_{\text{mess,max}}$ Kanal	I_c	R_n	$I_c \cdot R_n$	f_c	Temperatur U_{Diode}
1	2 mA V2	Beginn: 925 μA Ende: 870 μA	1,37 Ω 1,38 Ω	1,27 mV 1,20 mV	614 GHz 580 GHz	35,97 K 1,0956 V
2	1 mA V2	Beginn: 699 μA Ende: 678 μA	— —	— —	— —	36,33 K 1,0950 V
16	2 mA V3	Beginn: 604 μA Ende: 594 μA	2,29 Ω 2,36 Ω	1,38 mV 1,40 mV	667 GHz 677 GHz	35,73 K 1,0960 V
33	3,2 mA V3	Beginn: 460 μA Ende: JJ defekt	2,79 Ω —	1,28 mV —	619 GHz —	35,85 K 1,0958 V

Stromüberhöhung im Augenblick des Anschaltens der Messelektronik sein, denn während eines Messtages wird die komplette Messelektronik mehrmals an- und ausgeschaltet. Bei der dieser Messung wurde jedoch vor Schaltvorgängen die Messelektronik von dem Josephson-Kontakt getrennt. Diese Schutzmaßnahme zeigt jedoch keinen Einfluss auf die Parameteränderung.

Kein Josephson-Cantilever mit jeweils zwei Josephson-Kontakten, sämtlicher Messungen dieser Arbeit, war nach mehr als fünf Messtagen noch intakt. Auch bei diesem Josephson-Cantilever waren die Bonddrähte nicht abgerissen und ein Vergleich der Widerstände an den Bondkontakten des Josephson-Cantilever nach Abbildung 8.4 auf Seite 121 war möglich. Vor den Messungen konnten zwischen den oberen beiden, den unteren beiden und dazwischen Kontaktwiderstände bei Raumtemperatur mit einem Multimeter⁴ gemessen werden, die im Bereich unter 1 k Ω lagen. Nach dem der Josephson-Cantilever defekt war, wurde bei Raumtemperatur über den Josephson-Kontakt JJ_1 nach Abbildung 8.4 ein Widerstand von 540 k Ω gemessen werden, wobei sich die anderen Kontaktwiderstände nicht geändert haben. Der Josephson-Kontakt JJ_1 ist nicht durchgebrannt, sondern sehr hochohmig geworden. Bei der Temperatur 36 K wurde der normalleitende Widerstand nicht genau bestimmt, jedoch war dieser größer als 100 Ω und damit für Messungen ungeeignet. Ein kritischer Strom war nicht mehr bestimmbar.

Als Ursache für die Veränderung der Parameter der Josephson-Kontaktparameter wird eine Abnahme des Sauerstoffgehalts in der Korngrenze angenommen, die durch Elektromigration verursacht wird. Die Stromdichte in der Korngrenze mit der Breite von 4 μm ist hoch. Bei einem Maximalmessstrom von 3,2 mA und einer Schichtdicke von etwa 100 nm ergibt sich eine maximale Stromdichte von $8 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$. Solche hohen Stromdichten führen in Metallen und Halbleitern zu einer temperaturabhängigen Elek-

⁴Ein Vorwiderstand mit 100 k Ω in Reihe schützte die Josephson-Kontakte vor einem unzulässig hohen Messstrom des Multimeters.

tromigration, wie J. Black [102] zeigte. Die leichter beweglichen Sauerstoffatome in den $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten wandern mit der Zeit von ihren Gitterplätzen und verschlechtern die supraleitenden Eigenschaften, wie Moeckly [103] zeigte. Über eine hohe Empfindlichkeit von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Strukturen gegenüber Sauerstoffverlust bei dem Strukturierungsprozess wurde in [104] berichtet. Dort wurde nach einem ähnlichen Strukturierungsprozess, wie er auch für die Josephson-Cantilever verwendet wurde, eine Verschlechterung der supraleitenden Kontakteigenschaften beobachtet. Allerdings waren dort im Unterschied die Kontaktbreiten wesentlich schmaler. Interessant ist der Postprozess, mit dem es dort möglich war, die Transporteigenschaften der supraleitenden Filme wieder zu verbessern und Korngrenzen-Josephson-Kontakte reproduzierbar herzustellen. Bei dem beschriebenen Nachoxidationsverfahren wurden die Josephson-Kontakte nach der Strukturierung unter Sauerstoffatmosphäre und UV-Licht getempert. Ob eine solche Behandlung bei den gealterten Josephson-Cantilevern zu einer Verbesserung führt, oder ob damit sogar defekte, also hochohmige Josephson-Kontakte wieder repariert werden können, ist Gegenstand weiterer Untersuchungen.

10. Zusammenfassung und Ausblick

Die FIR-Strahlung, die das beschriebene FIR-Lasersystem verlässt, ist nahezu gaußförmig, wie Messungen zeigten. Mit Gauß-Strahloptiken wurden die FIR-Gauß-Strahlen erfolgreich in das THz-Mikroskop übertragen, das dafür zu großen Teilen umgebaut wurde. Die Justage des FIR-Strahlengangs stellte sich als problematisch aber lösbar heraus. Untersuchungen an überdimensionierten Wellenleitern ergaben, dass diese nicht für die modenreine FIR-Übertragung geeignet sind, da bei der Übertragung viele unerwünschte Moden anschwingen und damit die Leistungsverteilung im THz-Mikroskop unbestimmt ist. Sämtliche Elektronik am THz-Mikroskop wurde für diese Arbeit neu aufgebaut.

Für das THz-Mikroskop wurden neue Josephson-Cantilever mit jeweils zwei THz-Antennen entwickelt. Mit FIR-Strahlung wurden Proben mit Schlitzantennenstrukturen von unten bestrahlt. Durch die Messungen der FIR-Intensitätsverteilungen in verschiedenen Schichten oberhalb der Probe — im Nah- und Fernfeld — konnten Aussagen über das räumliche Auflösungsvermögen der Verteilungen bei der Frequenz von 762 GHz getroffen werden. Eine Messung ergab nach Sparrow eine Auflösungsgrenze von $192\text{ }\mu\text{m}$ für den verwendeten Josephson-Cantilever. Mit zunehmender Zeilenfahrgeschwindigkeit sinkt das Auflösungsvermögen, aber die durch das Kühlsystem erzeugten Schwingungen haben auf das Auflösungsvermögen nur einen sehr geringen Einfluss und können vernachlässigt werden. Einen größeren Einfluss hat die FIR-Kurzzeitlaserinstabilität mit einer relativen Schwankung der Leistung von $\pm 15\%$. Durch Mittelung der Messdaten über einige Pixel wurde dieser Einfluss vermindert.

Verschiedene räumliche FIR-Strahlungsverteilungen wurden gemessen. Gezeigt wurde, wie sich durch die Bestimmung der Intensitätskonstanten des Josephson-Cantilevers die Empfindlichkeit bestimmen lässt. Unter einigen getroffenen Annahmen war es mit der Intensitätskonstanten des Josephson-Cantilevers möglich, die Strahlleistung abzuschätzen, die von einer Schlitzantenne in den Freiraum abgestrahlt wurde. Abgeschätzt wurde die Ansprechschwelle für die Strahlleistungsmessung von Gauß-Strahlen. Messungen ergaben eine kleinste detektierbare Strahlleistung von $P_{\text{anprech}} = 81\text{ nW}$ für einen Strahlradius $w(z) = 803\text{ }\mu\text{m}$. Gezeigt wurde, dass die Ansprechschwelle von dem Strahlradius abhängt. Als kleinste detektierbare Leistung, die in den Josephson-Kontakt eingekoppelt wurde, also der Ansprechschwelle des Josephson-Kontakts wurde eine Leistung von

$P_{FIR,min} = 71,4 \text{ pW}$ abgeschätzt.

Durch eine weitere Optimierung des Analogteils der Messelektronik lässt sich dieser Wert noch weiter erniedrigen, denn gemessene Ansprechschwellen von Josephson-Kontakten aus Hochtemperatursupraleitern liegen tiefer [106], [107]. Eine deutlich geringere Substrathöhe der Josephson-Cantilever führt zu einer weiteren Steigerung der Empfindlichkeit durch Vergrößerung des Richtfaktors der Antennen, wie Simulationsergebnisse vorhersagen.

Zur Zeit ist der AFM-Modus mit dem Josephson-Cantilever nicht möglich, da das Kühlsystem zu starke Schwingungen zwischen Josephson-Cantilever und Probe verursacht. Es wurde ein sehr empfindlicher Tuning-Fork-Quarz-Cantilever mit Ausleseelektronik in Betrieb genommen und kann genutzt werden, sobald ein schwingungsärmeres Kühlsystem verwendet wird. Das räumliche Auflösungsvermögen kann damit bis in den nm-Bereich gesteigert werden [50]. Eine Erweiterung um eine zweidimensionale Verfahrenmechanik zur Probenjustage wäre sehr nützlich.

Ein sehr großes Problem stellt die beobachtete zeitliche Veränderung der Parameter der Josephson-Kontakte der Josephson-Cantilever dar, die vermutlich auf Elektromigration zurückzuführen ist. Nach wenigen Messtagen waren die Josephson-Cantilever unbrauchbar. Die Parameterinstabilität mit den Ursachen und den Gegenmaßnahmen ist Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Nach der Messung des Fraunhofer-Musters für magnetische Messungen ist es möglich, mit dem Josephson-Cantilever räumliche Abbildungen der magnetischen Flussdichte von magnetischen Proben zu gewinnen. Durch den Chopper wurde die FIR-Strahlung periodisch am Messort abgeschaltet. So konnte mit dem verwendeten Messprinzip nur das Magnetfeld und zum Anderen das Magnetfeld mit FIR-Strahlung aufgenommen werden. Durch Messergebnisse wurde gezeigt, wie sich die FIR-Empfindlichkeit der Josephson-Cantilever mit zunehmenden Magnetfeld — dem Fraunhofer-Muster folgend — erniedrigt. So kann nach einer Messung die magnetfeldbedingte Erniedrigung der FIR-Empfindlichkeit der Josephson-Cantilever korrigiert werden. Bei allen durchgeführten FIR-Messungen war das Magnetfeld so klein, dass dieser Effekt vernachlässigt werden konnte.

A. Anhang

Mit dem FIR-Lasersystem aus dem Kapitel 2 lassen sich sehr viele Laserlinien einstellen. Nach Abschnitt 2.4.1 geht die Frequenzbestimmung bei der Einstellung einer FIR-Linie über das Laser-Resonator-Interferogramm. So lässt sich aus der gemessenen Periodendauer T und der Getriebevorschubeinstellung n die FIR-Wellenlänge λ nach Gleichung 2.1 ausreichend genau bestimmen.

Der optimale Gasdruck und die relative Intensität sind vom Experiment abhängig und können von den Werten abweichen. Die Polarisation (senkrecht s, oder parallel) bezieht sich auf die Polarisation des Pumpstrahls des CO₂-Lasers, der horizontal polarisiert ist.

Zusammengetragen wurden die Tabellenwerte aus den diversen Quellen, die im Kapitel 2 genannt sind. Es gilt die Einteilung in die relativen Intensitätsgruppen: VS (very strong), S (strong), M (medium), W (weak), VW (very weak).

Tabelle A.1.: Auswahl starker FIR-Laserlinien mit Methanolgas CH_3OH .

CO ₂ -Pump-Linie	FIR-Linie (μm)	FIR-Linie (GHz)	relativer Offset (MHz)	relative Polarisation	optimaler Gasdruck mTorr(Pa)	Intensität relativ	Periode T $n = 1$ (s)
9P32	42,2	7104		p	44(330)	S	5,06
9P34	44,3	6767		p	21(160)	M	5,52
9P34	70,5	4252		s	21(160)	S	8,46
9R10	96,5	3107			66(500)	S	11,58
9P36	118,8	2523,5		s	33(250)	VS	14,26
10R38	163,0	1839			33(250)	VS	19,56
9P36	170,6	1757		p	8(60)	M	20,47
9P16	369,1	812,2			8(60)	M	44,29
10R38	469,0	639,2		s	13(100)	M	56,28
9P16	570,6	525,4		p	13(100)	VS	68,47
9P34	699,4	428,6		s	15(110)	M	83,93

Tabelle A.2.: Auswahl starker FIR-Laserlinien mit deuterierten Methanolgas CH_3OD .

CO_2 - Pump- Linie	FIR- Linie (μm)	FIR- Linie (GHz)	relativer Offset (MHz)	relative Polar- isation	optimaler Gasdruck $mTorr(Pa)$	Intensität relativ	Periode T $n = 1$ (s)
9P06	229,0	1309			10(75)	S	27,48
9R08	294,811	1016,9		s, p	20(150)	VS	35,38
9R08	305,7	980,7		s	7(53)	VS	36,68
9P30	319,3	938,9	+130	s	16(120)	S	38,32
9P36	322,8	928,7	-138	s	15(113)	S	38,74
9P06	516,0	581,0			15(113)	VS	61,92

Tabelle A.3.: Auswahl starker FIR-Laserlinien mit Ameisensäuregas $H^{12}COOH$.

CO_2 - Pump- Linie	FIR- Linie (μm)	FIR- Linie (GHz)	relativer Offset (MHz)	relative Polar- isation	optimaler Gasdruck $mTorr(Pa)$	Intensität relativ	Periode T $n = 1$ (s)
9P20	254,0	1180,29	+30	p	16 (120)	M	30,48
9P30	278,6	1076,07	+57	p	21 (160)	VS	33,43
9R18	335,2	894,37	-77	p	20 (150)	S	40,22
9R18	393,631	761,61					47,23
9R18	394,2	760,51	+54	p	13 (100)	M	47,30
9R18	405,585	739,16					48,67
9R18	418,3	716,69					50,20
9R22	418,613	716,16	+28	p	20 (150)	M	50,23
9R22	432,109	693,79					51,85
9R20	432,631	692,95					51,92
9R20	432,667	692,89					51,92
9R20	432,6	693,00					51,91
9R20	445,6	672,33					53,47
9R22	446,505	671,42					53,58
9R16	447,0	670,68	+30	p	13 (100)	M	57,24
9P14	493,2	607,85	-82	p	13 (100)	S	57,18
9P42	496,6	603,69	-10	p	13 (100)	M	59,59
9R28	513,002	584,39					61,56
9R28	513,016	584,37					61,56
9R28	513,0	584,39					61,56
9P16	515,4	581,67	+65	s	20 (150)	M	61,80
9P16	534,2	561,20	-45	p	15 (110)	W	64,10
9P18	534,6	560,78	+60	p	20 (150)	M	64,15
9P38	581,0	515,00	+10	s	20 (150)	M	69,72
9P14	666,4	449,87	+57	p	13 (100)	M	79,97
9R30	670,0	447,45	-10	p	20 (150)	S	80,40
9R40	742,573	403,72					89,11
9R24	745,0	402,41	-25	p	16 (120)	W	89,40

B. Abkürzungsverzeichnis

AFM	A tomic F orce M icroscopy
CPLD	C omplex P rogrammable L ogic D evice
EMG	Institut für E lektrische M esstechnik und G rundlagen der Elektrotechnik
FEM	F inite E lement M ethod
FIFO	F irst I n F irst O ut
FIR	F ern- I nfrarot
GHz	G iga H ertz $1 \text{ GHz} = 1000 \text{ MHz} = 1 \cdot 10^9 \text{ Hz}$
HDPE	H igh D ensity P oly E tylen
HF	H och f requenz
KL	K ennlinie (-n)
MW	M ess w ert (-e)
RCSJ	R esistively and C apacitatively S hunted J unction
RSJ	R esistively S hunted J unction
PEEK	P oly E ther E ther K eton
SD	S ecure- D igital
SQUID	S uperconducting Q uantum I nterference D evice

B. Abkürzungsverzeichnis

TE	T ransversal- E lektrisch
TM	T ransversal- M agnetisch
TEM	T ransversal- E lektro- M agnetisch
TTL	T ransistor- T ransistor L ogic
THz	T era H ertz $1 \text{ THz} = 1000 \text{ GHz} = 1 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$
USB	U niversal S erial B us
YBCO	Y ttrium- B arium- K upfer- O xid ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$)

C. Veröffentlichungen

Publikationen

2011

- C. Brendel, A. Guillaume, J. M. Scholtyssek, and M. Schilling, *3D power distribution scan of Gaussian beams and THz-Antennas*, DPG Frühjahrstagung, Dresden, Vortrag TT214 (2011)

2010

- C. Brendel, J. M. Scholtyssek, F. Ludwig, and M. Schilling, *HTS Josephson junction cantilever with integrated near field THz antenna*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **21**, 319-322 (2011)
- C. Brendel, J. M. Scholtyssek, and M. Schilling, *HTC Josephson junction scanning FIR-Gaussian beam*, Kryoelektronische Bauelemente, Berlin, Vortrag (2010)

2009

- C. Brendel, F. Stewing, T. Gerke, M. Schilling, *Imaging of the power distribution of a circular oversized waveguide with a Josephson cantilever at 762 GHz*, Superconductor Science and Technology, **22**, 114013 (2009)
- C. Brendel, F. Stewing, T. Gerke, and M. Schilling, *Three dimensional near-field radiation imaging up to the THz regime*, International Superconductive Electronics Conference 2009, Fukuoka, Japan, Vortrag (2009)
- C. Brendel, H. Neeland, J. Schöbel, M. Schilling, *Antenna Design for Power Distribution Measurement at 762 GHz with a Josephson Cantilever*, Kryoelektronische Bauelemente 2009, Ilmenau, Vortrag (2009)
- F. Stewing, C. Brendel, M. Schilling, *HTS Josephson junction cantilever microscopy of microwave devices*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **10**, 719-721 (2009)

C. Veröffentlichungen

- R. Iuzzolino, L. Palafox, W. G. K. Ihlenfeld, E. Mohns, C. Brendel, *Design and Characterization of a Sampling System Based on $\Sigma - \Delta$ Analog-to-Digital Converters for Electrical Metrology*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, **58**, 786-790 (2009)

2008

- C. Brendel, F. Stewing, M. Schilling, *Scanning THz-Microscopy of microwave devices with a Josephson-Cantilever*, THz-Frischlinge Meeting, Bern, Vortrag (2008)
- C. Brendel, F. Stewing, M. Schilling, *Near-field radiation imaging up to the THz-regime*, Kryoelektronische Bauelemente, Poster, Königslutter (2008)
- R. Iuzzolino, W. G. K. Ihlenfeld, C. Brendel, E. Mohns and L. Palafox, *A Sampling System Based on $\Sigma - \Delta$ Analog-to-Digital Converters*, Conference on Precision Electromagnetics Digest, CPEM 2008, **58**, 230-231 (2008)
- M. Schilling, F. Stewing, und C. Brendel, *Untersuchung von Mikrowellen-Bauelementen mit Josephson-Cantilever-Mikroskopie*, Kryoelektronische Bauelemente, Vortrag, Königslutter (2008)
- C. Brendel, F. Stewing, M. Schilling, *Microwave and THz-Microscopy of passive devices*, IGSM, Vortrag, Braunschweig (2008)
- C. Brendel, F. Stewing, M. Schilling, *Scanning THz-Microscopy of microwave devices with a Josephson-Cantilever*, DPG Frühjahrstagung, Berlin, Vortrag TT 12.7 (2008)
- C. Brendel, F. Stewing, M. Schilling, *Terahertz-Mikroskopie mit supraleitenden Sensoren*, PTB, Braunschweig, Vortrag (2008)
- C. Brendel, F. Stewing, M. Schilling, *Scanning THz-Microscopy of microwave devices with a Josephson-Cantilever*, 3rd Workshop on THz-Technology, Kaiserslautern, Poster (2008)
- F. Stewing, C. Brendel, M. Schilling, *Three dimensional near-field radiation imaging up to the THz-regime*, Frequenz, **62**, 149-152 (2008)
- R. Iuzzolino, W. G. K. Ihlenfeld, C. Brendel, E. Mohns and L. Palafox, *A Sampling System Based on $\Sigma - \Delta$ Analog-to-Digital Converters*, Conference on Precision Electromagnetic Measurements, Colorado, Poster TuP-63 (2008)

2007

- C. Brendel, F. Stewing, A. Kaestner, W. Simbürger, M. Schilling, *Anwendung der Rastermikroskopie mit Josephson-Cantilevern zur Charakterisierung von 98 GHz SiGe-Oszillatoren*, DPG Frühjahrstagung, Regensburg, Vortrag TT 30.8 (2007)

2006

- C. Brendel, F. Stewing, A. Kaestner, W. Simbürger, M. Schilling, *Anwendung der Rastermikroskopie mit Josephson-Cantilevern zur Charakterisierung von 98 GHz SiGe-Oszillatoren*, Kryoelektronische Bauelemente, Ilmenau, Vortrag (2006)
- C. Brendel, *Hochauflösendes, modulares Messdatenerfassungssystem mit hoher Bandbreite*, TU Braunschweig, Diplomarbeit (2006)
- C. Brendel, F. Stewing, M. Schilling, *Terahertz-Mikroskopie mit supraleitenden Sensoren*, Supraleiterseminar 2006, Braunschweig, Vortrag (2006)

2004

- C. Brendel, *Entwicklung und Inbetriebnahme eines modularen digitalen Speicheroszilloskop mit 100 MSps Abtastrate und einer Dynamik von 14 Bit*, TU Braunschweig, Studienarbeit (2004)

D. Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Elektrische Messtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik (emg) an der Technischen Universität Braunschweig. An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben und mich während der Arbeit begleitet haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Meinhard Schilling für die Übertragung dieser interessanten Forschungsarbeit, der sehr guten Betreuung der Arbeit und der vielen wertvollen fachlichen Diskussionen.
- Prof. Dr. Carl Otto Weiß für die sehr wertvollen Diskussionen über das Gaslasersystem und die zahlreichen Materialspenden für das Projekt.
- Prof. Dr. Jörg Schöbel vom Institut für Hochfrequenztechnik für die vielen wertvollen fachlichen Diskussionen und die Hilfestellung zu einigen hochfrequenztechnischen Problemen.
- Prof. Dr. rer. nat. habil. Andreas Waag vom Institut für Halbleitertechnik für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.
- Den Mitarbeitern der Institutswerkstatt, Herrn Schmidt, Herrn Müller, Herrn Pförtner sowie den Auszubildenden für Fertigung der zahlreichen und zum Teil aufwendigen Konstruktionen für das Gaslasersystem und das Mikroskop.
- Dem Team der “International Graduate School of Metrology“, bei dem ich als Mitglied viele hilfreiche Kontakte zu Doktoranden und Wissenschaftlern aufbauen konnte.
- Dr. Thomas Weimann aus der PTB für die Möglichkeit der Nutzung des Layoutprogramms und die Fertigung der lithografischen Maske für die Josephson-Cantilever.
- Dr. rer. nat. Jan M. Scholtyssek, Dipl.-Ing. Alexander Guillaume für die Wiederinbetriebnahme der gepulsten Laserdeposition und die dadurch möglich gewordene Herstellung neuer Josephson-Cantilever.

- AOR Dr. rer. nat. Frank Ludwig aus dem Institut für die interessanten fachlichen Diskussionen.
- Gabriele Weise für die administrative Unterstützung im Dickicht des bürokratischen Dschungels und die angenehme Arbeitsatmosphäre.
- den von mir betreuten Studenten, die im Rahmen von Studien-, Bachelor- und Diplomarbeiten an der Forschungsarbeit mitgewirkt haben, namentlich: Stefan Eipert, Niklas Herbold, Lars Dürkop, Heiko Neeland, Aidin Amiri, Torben Gerke, Stefan Kroschel, Magnus Blume, Daniel Georgi und Daniel Günther.
- Dipl.-Ing. Burghard Lipphardt aus der PTB-Arbeitsgruppe 4.43 “Optische Uhren mit einzelnen Ionen“ und Dr. Rolf Judaschke aus der PTB-Arbeitsgruppe 2.22 “Hochfrequenzmesstechnik“ für die vielen neuen Ideen.
- Dr.-Ing. Andre Kaestner und Dr.-Ing. Felix Stewing für die Vorarbeiten an dem THz-Mikroskop und die gute Zusammenarbeit.
- den vielen Teilnehmern der nationalen und internationalen Konferenzen mit denen ich viele interessante Gespräche führte, besonders Dipl.-Ing. Alexander Scheuring vom Institut für Mikro- und Nanoelektrische Systeme in Karlsruhe für die vielen wertvollen fachlichen Diskussionen auf sehr ähnlichen Arbeitsgebieten.
- Kerstin Franke und Björn Kuhn für die technische Unterstützung und die Bereitstellung von mehreren Tonnen flüssigen Stickstoffs im Laufe der Jahre.
- Tanja Coenen und Georg Dornig für die Unterstützung bei diversen Designproblemen.
- den Mitarbeitern des Instituts für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die gute Zusammenarbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] B. D. Josephson, *Possible new effects in superconductor tunneling*, Physics Letters **1**, 251-253 (1962)
- [2] Y. Divin, O. Volkov, V. Pavlovskii, U. Poppe, and K. Urban, *Terahertz Spectral Analysis by ac Josephson Effect in High- T_c , Bicrystal Junctions*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **11**, 582-585 (2001)
- [3] Y. Y. Divin, O. Y. Polyanski, and A. Y. Shulman, *Incoherent radiation spectroscopy by means of ac Josephson effect*, Soviet Technical Physics Letters, **6**, 454-458 (1980)
- [4] F. Ludwig, J. Menzel, A. Kaestner, M. Volk, and M. Schilling, *THz-Spectroscopy with $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Josephson junctions on $LaAlO_3$ -Bicrystals*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **11**, 586-588 (2001)
- [5] J. Hinken, *Supraleiter-Elektronik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo 1988
- [6] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel, *Scanning tunneling microscopy*, Helvetica Physica Acta, **55**, 726-735 (1982)
- [7] W. Chen, A. V. Rylyakov, V. Patel, J. E. Lukens, and K. K. Likharev, *Rapid Single Flux Quantum T-Flip Flop Operating up to 770 GHz*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **9**, 3212-3215 (1999)
- [8] A. Kaestner, *Aufbau eines supraleitenden 3D-Nahfeld-Rastermikroskops für den Mikrowellen- und THz-Bereich*, Dissertation, TU Braunschweig (2007)
- [9] F. Stewing, *Multi-Parameter-Mikroskopie mit Josephson-Cantilevern*, Dissertation, TU Braunschweig (2008)
- [10] T. Chang und T. Bridges, *Laser action at 452, 496, and 541 μm in optically pumped CH_3F* , Optics Communications, **1**, 423-426 (1970)
- [11] P. H. Siegel, *Terahertz Technology*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, **50**, 911-928 (2002)

- [12] G. P. Gallerano et al., *Overview of Terahertz Radiation Sources*, Proceedings of the 2004 FEL Conference, 216-221 (2004)
- [13] M. S. Tobin, *A Review of Optically Pumped NMMW Lasers*, Proceedings of the IEEE, **73**, 61-85 (1985)
- [14] *Instruction Manual for the PL3 CO/CO₂ Laser* Edinburgh Instruments Ltd., Edinburgh 1977
- [15] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, 4. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 2000
- [16] J. Eichler, *Laser Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, 7.Auflage, Springer Heidelberg Dordrecht London New York 2010
- [17] N. G. Douglas, *Millimetre and Submillimetre Wavelength Lasers*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1989
- [18] R. G. Schulz, *Frequenzabstimmbarer CO₂-Flachkanal-Laser mit strahlformenden Siliziumgittern*, Dissertation, Erlangen 2004
- [19] T. Gerke, *Charakterisierung einer Quasioptik für das THz-Mikroskop*, Studienarbeit, TU Braunschweig (2009)
- [20] N. Kämpfer, *Skript zur Vorlesung: Microwavephysik and Quasioptics*, Institut für Angewandte Physik, Universität Bern (2008)
- [21] E. Michael, J. Stutzki, D. Hottgenroth, *Ein optisch gepumpter FIR-Ringlaser als offener Resonator mit variabler Auskopplung*, Archiv für Elektrotechnik **77**, 45-49 (1993)
- [22] E. B. Gamble, Jr. and E. J. Danielewicz, *Rectangular metallic waveguide resonator-performance evaluation of near-millimeter wavelengths*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-17**, 254-2256, (1981)
- [23] J. P. Crenn, *A Study of Waveguides for Far Infrared Interferometers Measuring Electron Density of Tokamak Plasmas*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, **MIT-27**, 573-577 (1979)
- [24] G. M. R. S. Luis, E. M. Telles, A. Scalabrin, and D. Pereira, *Observation and Characterization of New FIR Laser Lines from Formic Acid*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **34**, 767-769 (1998)

- [25] J. P. Crenn, *Optical study of the EH_{11} mode in a hollow circular oversized waveguide and Gaussian approximation of the far-field pattern*, Applied Optics, **23**, pp. 3428-3433 (1984)
- [26] E. C. C Vasconcellos, S. C. Zerbetto, J. C. Holecek, and K. M. Evenson, *Short-wavelength far-infrared laser cavity yielding new lines in methanol*, Optics Letters, **20**, 1392-1393 (1995)
- [27] A. De Michele, G. Carelli, A. Moretti, D. Pereira, L. F. Costa, F. C. Cruz, and J. C. S. Moraes, *FIR Laser Lines from CH_3OD : a review*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, **25**, 725-734 (2004)
- [28] E. M. Telles, H. Odashima, L. R. Zink, and K. M. Everson, *Optically Pumped FIR Laser Lines from CH_3OH : New Laser Lines, Frequency Measurements, and Assignments*, Journal of Molecular Spectroscopy, **195**, 360-366 (1999)
- [29] D. T. Hodges, *A Review of Advances in Optically Pumped Far-Infrared Lasers*, Infrared Physics, **18**, 375-384 (1978)
- [30] A. Harth, R. Janker, *Optisch gepumpte Ferninfrarot-Laser mit gestreckten und Ring-Resonatoren — ein Vergleich*, Electrical Engineering (Archiv für Elektrotechnik), **77**, 41-44, (1994)
- [31] R. Wattenbach, H. P. Röser, and C. V. Schultz, *A microprocessor stabilized sub-millimeter laser system*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, **3**, 753-763 (1982)
- [32] C. O. Weiss, *Pump Saturation in Molecular Far-Infrared Lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **QE-12**, 580-584 (1976)
- [33] P. F. Goldsmith, *Quasioptical Systems*, IEEE Press, New York 1998
- [34] N. Kämpfer, *Microwavephysics and Quasioptics*, Vorlesungsskript 2009, Universität Bern (2009)
- [35] M. Raum, *Design of a 2.5 THz submillimeter wave laser with optical pump beam guiding*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, **16**, 2147-2161 (1995)
- [36] M. Blume, *Steuerung für einen Lasermodenbildscanner*, Bachelorarbeit, TU Braunschweig (2011)

- [37] A. Gürtler, *Bestimmung des Nah- und Fernfeldes einer Halbleiterantenne für Sub-picosekundenpulse im THz-Bereich in Experiment und Simulation*, Diplomarbeit, Albert-Ludwig-Universität, Freiburg im Breisgau (1998)
- [38] Y. Jin, G. Kim, and S. Jeon, *Terahertz Dielectric Properties of Polymers*, Journal of the Korean Physical Society, **49**, 513-517 (2006).
- [39] J. Richter, *Dielektrische Weitwinkellinsen und Speiseanordnung für Focal Plane Array Antennen bildgebender Millimeterwellensysteme*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen (2006)
- [40] Q. Wu and X. C. Zhang, *Design and Characterization of Traveling-Wave Electro-optic Terahertz Sensors*, Selected Topics in IEEE Journal of Quantum Electronics, **2**, 693-700 (1996)
- [41] J. L. Hesler and T. W. Crowe, *Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detectors*, 18th International Symposium on Space Terahertz Technology, Pasadena (2007)
- [42] C. Sydlo, O. Cojocari, D. Schönherr, T. Goebel, P. Meissner and H. L. Hartnagel, *Fast THz detectors based on InGaAs Schottky Diodes*, Frequenz, **62** (2008)
- [43] P. L. Richards, *Bolometers for infrared and millimeter waves*, Journal of Applied Physics, **76**, 1-24 (1994)
- [44] B. D. Guenther and P. W. Kruse, *Submillimeter wave detector workshop*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, **7**, 1091-1109 (1986)
- [45] M. J. E. Golay, *A Pneumatic Heat Detector*, Review of Scientific Instruments, **18**, 357-362 (1947)
- [46] H. H. Richter, *Entwicklung von Hot Electron Bolometer-Mischern für Terahertz-Heterodynempfänger*, Dissertation, TU Berlin (2005)
- [47] S.T. Liu, and Donald Long, *Pyroelectric Detectors and Materials*, Proceedings of the IEEE, **66**, 14-26 (1978)
- [48] InfraTec, *Pyroelectric Library*, Laser Components Application Library, 2009
- [49] F. B. Foote, D. T. Hodges, and H. B. Dyson, *Calibration of Power and Energy Meters for the Far Infrared/Near Millimeter Wave Spectral Region*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, **2**, 773-782 (1981)

- [50] D. Günther, *Kontaktdetektion im THz-Mikroskopie mittels Josephson-Cantilever*, Diplomarbeit, TU Braunschweig (2008)
- [51] T. Akiyama, *Akiyama-Probe (A-Probe) guide*, NANOSENSORS, Vortrag (2009)
- [52] C. Brendel, *Entwicklung und Inbetriebnahme eines modularen digitalen Speicheroszilloskop mit 100 MSps Abtastrate und einer Dynamik von 14 Bit*, Diplomarbeit, TU Braunschweig (2006)
- [53] N. Herbold, *Analoge Breitbandeingangsstufe für Messanwendungen*, Studienarbeit, TU Braunschweig (2007)
- [54] M. Oehler, *Kapazitive Elektroden zur Messung bioelektrischer Signale*, Dissertation, TU Braunschweig (2009)
- [55] E. Heim, *Fluxgate-Magnetrelaxometrie magnetischer Nanopartikel in der Bioanalytik*, Dissertation, TU Braunschweig (2009)
- [56] R. J. Iuzzolino, *Josephson Waveforms Characterization of a Sigma-Delta Analog-to-Digital Converter for Data Acquisition in Metrology*, Dissertation, TU Braunschweig (2011)
- [57] S. Eippert, *Entwicklung eines Messdatenspeicherboards zur Ansteuerung von SD-Karten*, Studienarbeit, TU Braunschweig (2007)
- [58] S. Eippert, *Entwurf und Programmierung einer Schnittstelle zur synchronen Ansteuerung von SD-Karten auf der Basis eines CPLD*, Diplomarbeit, TU Braunschweig (2007)
- [59] S. Kroschel, *3D-Schrittmotorsteuerung für das THz-Mikroskop*, Bachelorarbeit, TU Braunschweig (2011)
- [60] L. Ozyuzer, Y. Simsek, H. Koseoglu, F. Turkoglu, C. Kurter, U. Welp, A. E. Koshelev, K. E. Gray, W. K. Kwok, T. Yamamoto, K. Kadowaki, Y. Koval, H. B. Wang and P. Müller, *Terahertz Wave Emission from Intrinsic Josephson Junctions of High- T_c Superconductors*, Superconductor Science and Technology, **22**, 114009 (2009)
- [61] K. Kadowakia, H. Yamaguchia, K. Kawamataa, T. Yamamotoa, H. Minamia, I. Kakeyaa, U. Welpc, L. Ozyuzerc, A. Koshelevc, C. Kurterc, K.E. Grayc and W.-K. Kwokc, *Direct observation of terahertz electromagnetic waves emitted from intrinsic Josephson junctions in single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$* , Physica C: Superconductivity, **468**, 634-639 (2008)

- [62] N.F. Pedersen, S. Madsen, *Microwave Oscillator Based on an Intrinsic BSCCO-Type Josephson Junction*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **15**, 948-951 (2005)
- [63] K.E. Gray, L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, M. Tachiki, W.-K. Kwok, U. Welp, *Emission of Terahertz Waves From Stacks of Intrinsic Josephson Junctions*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **19**, 886-890 (2009)
- [64] J. Clarke, *SQUIDS: Principles, Noise, and Applications in Superconducting devices* S.T. Ruggiero, D.A. Rudman, Academic Press (1990)
- [65] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, and G. Koren, *Thermally activated phase slippage in high- T_c grain-boundary Josephson junctions*, Physical Review Letters **64**, 228-231 (1990)
- [66] M. Schilling, A. Kaestner and F. Stewing: *Room temperature near-field microwave imaging with an $YBa_2Cu_3O_7$ Josephson cantilever*, Applied Physics Letters, **88**, 252507 (2006)
- [67] D. Georgi, *Messdatenauswerteprogramm des THz-Mikroskops*, Studienarbeit, TU Braunschweig (2010)
- [68] C.A. Balanis, *Antenna Theory*, John Wiley + Sons 2005
- [69] Z. Y. Shen, *High-Temperature Superconducting Microwave Circuits*, Artech House, Boston 1994
- [70] H. Neeland, *Antennen zur Einkopplung von Strahlung in den Josephson-Cantilever*, Diplomarbeit, TU Braunschweig (2009)
- [71] D.B. Rutledge, D. P. Neikirk, and D. P. Kasilingam, *Integrated circuit antennas*, Infrared and Millimeter-Waves, **10**, 1-90 (1983)
- [72] D.B. Rutledge, M. Muha, *Imagine antenna arrays*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, **30**, 535-540 (1982).
- [73] C.R. Brewitt-Taylor, D. J. Gunton, and H. D. Rees, *Planar antennas on a dielectric surface*, Electronics Letters, **17**, 729-731 (1981).
- [74] E. Hecht, *Optik*, 4. Auflage, Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München 2005

- [75] G.M. Rebeiz, *Millimeter-Wave and Terahertz Integrated Circuit Antennas*, Proceedings of the IEEE, **80**, 1748-1770 (1992)
- [76] F. Ludwig, *Nonlinear Dynamics and Far-Infrared Broadband Spectroscopy of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Josephson Junctions for TESLA Test Facility Linac*, Dissertation, Universität Hamburg 2003
- [77] J. Du, A. D. Hellicar, L. Li, S. M. Hanham, N. Nikolic, J. C. Macfarlane, K. E. Leslie, *Terahertz imaging using a high- T_c superconducting Josephson junction detector*, Superconductor Science and Technology, **21**, 1-5, (2008)
- [78] E. Peytavit, J.-F. Lampin, T. Akalin and L. Desplanque, *Integrated terahertz TEM horn antenna*, Electronics Letters, **43**, 73-75 (2007)
- [79] Robert N. Dean, Paul C. Nordine, Christos G. Christodoulou, *3-D Helical THz Antennas*, Microwave and Optical Technology Letters, **24**, 106-111 (2000)
- [80] V. Klose, F. Melchert, *Quantenmaße in der elektrischen Messtechnik*, VCH 1991
- [81] D. Terpstra, R. P. J. Ijsselsteijn, and H. Rogalla, *Subharmonic Shapiro steps in high- T_c Josephson junctions*, Applied Physics Letters, **66**, 2286-2288 (1995)
- [82] Y.Y. Divin, J. Mygind, N.F. Pedersen, and P. Chaudhari, *Josephson oscillations and noise temperatures in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ grain-boundary junctions*, Applied Physics Letters, **61**, 3053-3055 (1992)
- [83] M. Klinger, *Untersuchungen an einem Josephson-Spektrometer*, Dissertation, Düsseldorf, VDI-Verlag 1992
- [84] W. C. Stewart, *Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions*, Applied Physics Letters, **12**, 277 - 280 (1968)
- [85] S. Rother, *Wechselwirkung intrinsischer Josephson-Kontakte mit Ferninfrarot-Strahlung*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg 1998
- [86] M. Volk, *Ferninfrarot-Spektroskopie mit Josephson-Kontakten aus $YBa_2Cu_3O_7$* , Diplomarbeit, Universität Hamburg 2000
- [87] W. Buckel, R. Kleiner, *Supraleitung — Grundlagen und Anwendungen*, WILEY-VCH 2004
- [88] S. Bieber, *Mikrostrukturierte Terahertz-Bauelemente auf Silizium-Basis*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg 2005

- [89] F. K. Kneubühl, *Waveguides for submillimeter lasers*, Optical Society of America, **67**, 959-693 (1977)
- [90] F. K. Kneubühl and E. Affolter, *Infrared and submillimeter wave waveguides*, Infrared and Millimeter Waves, **1**, 235-278 (1979)
- [91] J. J. Degnan, *The waveguide laser: A review*, Physics and Astronomy, **11**, 1-33 (1976)
- [92] M. Yamanaka, *Optically pumped waveguide lasers*, Optical Society of America, **67**, 952-958 (1977)
- [93] C. Brendel, F. Stewing, T. Gerke, M. Schilling, *Imaging of the power distribution of a circular oversized waveguide with a Josephson cantilever at 762 GHz*, Superconductor Science and Technology, **22**, 114013 (2009)
- [94] P. Belland, and J. P. Crenn, *Matching of a Gaussian beams into a hollow oversized circular waveguides*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, **10**, 1279-1287 (1989)
- [95] V. V. Kubarev, *Optimal laser cavities with a hollow circular waveguide*, Quantum Electronics, **29**, 518-522 (1999)
- [96] C. Brendel, J. M. Scholtyssek, F. Ludwig, and M. Schilling, *HTS Josephson junction cantilever with integrated near field THz antenna*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **21**, 319-322 (2011)
- [97] B. Mayer, S. Schuster, A. Beck, L. Alff, and R. Gross, *Magnetic field dependence of the critical current in $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ bicrystal grain boundary junctions*, Applied Physiks Letters, **62**, 583-585 (1993)
- [98] A. Barone, und G. Paterno, *Physics and applications of the Josephson effect*, Wiley 1982.
- [99] W. Bächtold, *Mikrowellentechnik*, Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden 1999
- [100] H. F. Sakeek, T. Daum, R. Scharnweber, and M. Schilling, *Magnetic-field dependence of microwave properties of ramp-type Josephson junctions with $PrBa_2Cu_3O_7$ barriers*, Physica C: Superconductivity, **258**, 1-8 (1996)
- [101] Y. Mizugaki, J. Chen, K. Nakajima and T. Yamashita, *Magnetically enhanced terahertz response of Josephson junctions*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **9**, 4677 - 4681 (1999)

- [102] J. R. Black, *Electromigration-A Brief Survey and Some Recent Results*, IEEE Transactions on Electron Devices, **16**, 338 - 347 (1969)
- [103] B. H. Moeckly, D. K. Lathrop, and R. A. Buhrman, *Electromigration study of oxygen disorder and grain-boundary effects in $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ thin films*, Physical Review B, **47**, 400-417 (1993)
- [104] F. N. Herbstritt, *Ladungstransport und Rauschen in submikrometer-strukturierten Korngrenzenkontakten aus $YBa_2Cu_3O_{7-d}$* , Dissertation, Universität zu Köln (2001)
- [105] J. Alda, C. Fumeaux, I. Codreanu, J. A. Schaefer, and G. D. Boreman, *Deconvolution method for two-dimensional spatial-response mapping of lithographic infrared antennas*, Applied Optics, **38**, 3993-4000 (1999)
- [106] G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, K.Y. Constantinian, Y.V. Kisilinski, A.A. Hakhoumian, N.G. Pogosyan, T. Zakaryan, N.F. Pedersen, J. Mygind, N. Uzunoglu, and E. Karagianni, *Bandwidth and Noise of Submillimeter Wave Cuprate Bicrystal Josephson Junction Detectors*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **15**, 533-536 (2005)
- [107] M. Lyatti, Y. Divin, O. Volkov, V. Pavlovskii, V. Gubankov, and K. Urban, *Signal and Noise Characteristics of Terahertz Frequency-Selective and Broadband High- T_c Josephson Detectors*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **17**, 332-335 (2007)